

Série A, n°
N° d'ordre :

608

THÈSES

PRESENTEES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Georges ROTBARD

"Etude du mécanisme de la réaction ($^3\text{He}, \alpha$) à basse
1^{re} THESE. — énergie. Application à l'étude des niveaux de
 ^{27}Si et ^{31}S ".

2^e THESE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 13.3.1970 devant la Commission d'examen

Mme P. BENOIST-GUEUTAL Président.

Mmes H. MATHIEU FARAGGI
N. MARTY
M. M. VERGNES } Examineurs.

Série A, n°
N° d'ordre :

608

THÈSES

PRESENTEES

**A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITÉ DE PARIS**

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Georges ROTBARD

"Etude du mécanisme de la réaction ($^3\text{He}, \alpha$) à basse
1^{re} THESE. — énergie. Application à l'étude des niveaux de
 ^{27}Si et ^{31}S ".

2^e THESE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 13.3.1970 devant la Commission d'examen

Mme P. BENOIST-GUEUTAL Président.

Mmes H. MATHIEU FARAGGI
N. MARTY
M. M. VERGNES

} Examineurs.



Cette thèse a été effectuée au sein d'une équipe de l'Institut de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences d'Orsay.

Que M. VERGNES qui a dirigé ce travail reçoive mes remerciements pour l'aide et les conseils qu'il m'a prodigués.

Je remercie J. KALIFA et G. RONSIN qui ont participé également à tout le travail expérimental.

Je remercie également MM. CHAULAND, BARTOL ainsi que le bureau d'étude pour leur contribution à la réalisation du dispositif expérimental.

Je remercie enfin toute l'équipe technique du Van de Graaf 4 MeV pour l'aide apportée tout au long des expériences.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551621_0008

INTRODUCTION

Les réactions de transfert d'un nucléon ont joué et continuent à jouer un rôle considérable dans notre connaissance de la structure nucléaire.

Les réactions (p,d) et (d,t), qui permettent de transférer un neutron du noyau cible à la particule incidente, se sont révélées très efficaces pour l'étude des états de trou de neutron, car :

- Elles sont très sélectives, excitant de façon préférentielle les niveaux à un trou.
- La mesure des distributions angulaires permet de connaître le moment angulaire transféré.
- La mesure de la valeur absolue des sections efficaces permet de déterminer les facteurs spectroscopiques.

Ces réactions nécessitent cependant des particules incidentes d'énergie élevée et la réaction ($^3\text{He},\alpha$) est la seule suffisamment exoénergétique pour pouvoir être produite en utilisant le faisceau d'un accélérateur électrostatique de quelques MeV comme celui dont nous disposons.

A l'époque où ce travail a été entrepris, les énergies des niveaux de ^{27}Si avaient été mesurées au moyen des réactions $^{27}\text{Al}(p,n)^{27}\text{Si}$ (1) et $^{28}\text{Si}(\text{He},\alpha)^{27}\text{Si}$ (2). Le moment angulaire transféré dans cette dernière réaction avait été déterminé pour le niveau fondamental et les deux premiers niveaux excités (3). Aucun résultat de mesure de facteur spectroscopique n'avait été publié. Les niveaux de ^{31}S étaient encore plus mal connus : Seuls le niveau fondamental, les deux premiers et le quatrième niveaux excités avaient été observés au moyen des réactions $^{31}\text{P}(p,n)^{31}\text{S}$ (4), $^{28}\text{Si}(\alpha,n)^{31}\text{S}$ (5) et $^{32}\text{S}(p,d)^{31}\text{S}$ (6). Il était intéressant de préciser les énergies des niveaux excités, particulièrement ceux de ^{31}S , et de déterminer les facteurs spectroscopiques de la réaction de pick-up sur les noyaux à sous-couche fermée ^{28}Si et ^{32}S . C'est dans ce but que nous avons mesuré l'énergie et les distributions angulaires des particules α émises dans les réactions $^{28}\text{Si}(\text{He},\alpha)^{27}\text{Si}$ et $^{32}\text{S}(\text{He},\alpha)^{31}\text{S}$. Les énergies de 15 niveaux de ^{31}S (7) et de 11 niveaux de ^{27}Si ont été mesurées, ainsi que les distributions angulaires des réactions à 7,6 MeV peuplant 22 de ces niveaux.

Le calcul de la section efficace de pick-up permet de reproduire correctement la forme de quelques unes de ces distributions angulaires, tandis que les autres sont très mal reproduites.

Afin d'expliquer les désaccords, nous avons mesuré :

- La fonction d'excitation de la section efficace à l'angle où elle est maximum, pour les réactions peuplant le niveau fondamental de ^{27}Si et de ^{31}S .
- Pour plusieurs valeurs de l'énergie incidente, les distributions angulaires des réactions peuplant ces niveaux, ainsi que les deux premiers niveaux excités de ^{27}Si .

Entre temps, les énergies des niveaux de ^{31}S ont été mesurées (8) et le pick-up d'un neutron sur les noyaux ^{28}Si et ^{31}S a été étudié au moyen des réactions ($^3\text{He},\alpha$), (p,d) et (d,t) à plusieurs énergies, mais les valeurs publiées des facteurs spectroscopiques varient dans de grandes proportions (9 à 17).

L'analyse comparée de nos résultats expérimentaux et des mesures effectuées à plus haute énergie nous a permis d'évaluer la contribution du mécanisme de pick-up dans les réactions ($^3\text{He},\alpha$) au voisinage de la barrière coulombienne et de préciser la valeur des facteurs spectroscopiques des niveaux de ^{27}Si et de ^{31}S .

I - LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL :

La réalisation du dispositif expérimental (construction et mise au point de la chambre à réaction, modifications, montage et étude des propriétés de l'analyseur magnétique, étalonnages) a été effectué en collaboration avec J. KALIFA et G. RONSIN.

Les expériences ont été réalisées avec le faisceau d'ions ^3He deux fois chargés de l'accélérateur Van de Graaff de 4 MeV de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (18) .

1 - DESCRIPTION :

a) - Le faisceau :

La source d'ions Thonemann de l'accélérateur permet d'extraire d'un plasma d'hélium un courant de l'ordre de 100 à 200 μA dont environ 1% d'ions deux fois chargés. Les particules ayant été accélérées sous une tension de quelques KeV, un filtre de vitesse constitué par un dispositif de champs magnétique et électrique croisés permet de sélectionner le faisceau d'ions $^3\text{He}^{++}$ qui, seul, pénètre dans le tube d'accélération.

Après accélération et focalisation, le faisceau est dévié de 90° par un aimant d'analyse. Une paire de lentilles quadrupolaires le focalise à l'entrée de la salle de physique où un aimant d'aiguillage le défléchit de 40° pour l'amener sur les fentes d'entrée de la chambre à réaction. Une paire de lentilles quadrupolaires permet de le focaliser sur ces fentes.

Des quartz escamotables peuvent être intercalés sur le faisceau avant et après l'aimant d'aiguillage, après les lentilles et avant la chambre à réaction. Deux paires de déflecteurs magnétiques permettent de corriger la direction du faisceau afin de lui imposer de suivre une droite bien définie passant par le centre de la chambre à réaction. L'ensemble a été aligné optiquement.

b) - La chambre à réaction :

Le faisceau pénètre dans la chambre à travers un diaphragme d'ouverture réglable en hauteur et en largeur, muni d'écrans anti-diffusion. Il traverse la cible placée au centre de la chambre et pénètre dans une cage de Faraday.

Les particules émises par la cible traversent un diaphragme, fixé sur le couvercle de la chambre, qui définit l'angle solide de détection. Elles sont ensuite déviées de 180° par un analyseur magnétique à double focalisation de 40 cm de rayon moyen et détectées par une jonction à localisation.

L'analyseur est fixé sur un plateau qui peut tourner autour de l'axe de la chambre sur un chemin de roulement. Dans sa rotation, il entraîne le couvercle de la chambre à réaction. L'étanchéité est assurée par un joint torique qui glisse sur une surface de téflon collé.

Le plan médian de l'analyseur est vertical. Il peut tourner de -30° à $+130^\circ$ par rapport à la direction du faisceau incident. La surface limitant les pièces polaires est légèrement inclinée ($4,3^\circ$) par rapport à la verticale. L'effet de cette inclinaison, ajouté à l'influence du champ de fuite, impose à la direction moyenne des particules détectées un angle de 10° par rapport au plan horizontal. L'analyseur peut donc être utilisé pour mesurer l'énergie des particules émises à un angle de réaction compris entre 10° et 130° .

Les spectres d'énergie des particules peuvent également être mesurés entre 15° et 160° par deux jonctions mobiles placées dans la chambre à réaction, mais l'utilisation de ces jonctions est limitée par la présence des particules diffusées élastiquement par la cible. Les pics résultant très intenses masquent en effet de nombreux pics α de réaction, et les impulsions correspondantes introduisent, dans les circuits électroniques, des empilements dont l'importan-

ce interdit pratiquement l'emploi de ces jonctions aux petits angles. La résolution en énergie des jonctions ne permet pas toujours de séparer les raies α d'énergies voisines. Les distributions angulaires sont donc toujours mesurées avec l'analyseur magnétique et ce n'est que dans certains cas favorables qu'il est possible d'étendre l'étude de la distribution angulaire jusqu'à 160° en utilisant les jonctions mobiles. Une jonction fixée au dessus du diaphragme d'entrée de la chambre à réaction peut être utilisée comme moniteur.

Afin de pouvoir détecter le rayonnement γ émis en coïncidence avec les particules, la partie centrale du fond de la chambre est constituée par une paroi d'aluminium de 1 mm d'épaisseur qui permet d'approcher à 10 mm de la cible un cristal d'INa de 10 cm de diamètre.

Les cibles peuvent être amenées depuis l'évaporateur où elles sont préparées jusque dans la chambre à réaction sans avoir été en contact avec l'air grâce à un sas étanche mobile qui peut se fixer sur le couvercle de la chambre. La vanne, située entre le sas et la chambre étant ouverte, une tige coulissante sur laquelle est fixée le porte-cible permet d'amener la cible au centre de la chambre.

L'analyseur magnétique est représenté sur la figure 1, la chambre à réaction ouverte sur la figure 2.

c) - L'analyseur magnétique :

L'analyseur magnétique, de type Mileikovski (19), est un spectromètre de 40 cm de rayon moyen dont l'angle de déflexion est de 180° et dont la forme des pièces polaires a été modifiée pour amener l'indice du champ à la valeur $1/2$ et obtenir ainsi une double focalisation.

Pour plusieurs valeurs de l'intensité du courant d'alimentation, des mesures du champ magnétique dans l'entrefer et du champ de fuite ont permis d'établir des cartes du champ (20).

Le calcul des trajectoires effectué à partir de ces cartes de champ a permis de déterminer les caractéristiques de l'analyseur.

- La focale est approximativement une droite inclinée de 45° par rapport à l'horizontale.
- La largeur radiale de l'image d'une source monoénergétique ponctuelle est inférieure à 0,8 mm sur une longueur de la focale égale à 8 cm, avec une ouverture radiale de 5° (sauf pour les très grandes valeurs du champ).
- Pour les faibles valeurs du champ, la dispersion est égale à 3,57, le grandissement radial est égal à 0,8.
- De ces caractéristiques, on peut déduire la résolution en énergie de l'analyseur.

Si la source a une largeur radiale de 1 mm et si la précision de mesure de position est de 1 mm, la valeur calculée de la résolution en énergie est de $1,7 \cdot 10^{-3}$.

La résolution obtenue expérimentalement avec une source α est de $2,5 \cdot 10^{-3}$.

Pour utiliser le spectromètre, il est nécessaire de pouvoir régler avec précision la valeur du champ moyen. Il n'est, bien entendu pas possible, de placer en permanence une sonde dans la chambre de déflexion. Le champ magnétique atteignant la valeur maximum en dehors de la chambre, une légère modification du profil de l'entrefer a permis d'obtenir un champ uniforme dans une petite région. Le champ est mesuré, à cet endroit, avec une sonde à résonance magnétique nucléaire. La correspondance entre la fréquence de résonance et le champ sur le rayon moyen a été établie, une fois pour toutes, par la mesure simultanée du champ magnétique avec la sonde à résonance et avec une sonde à effet Hall placée au centre des pièces polaires.

A cause des effets d'hystérésis, il est nécessaire, lorsqu'on utilise la courbe d'étalonnage, de toujours établir le champ de la même façon (champ croissant).

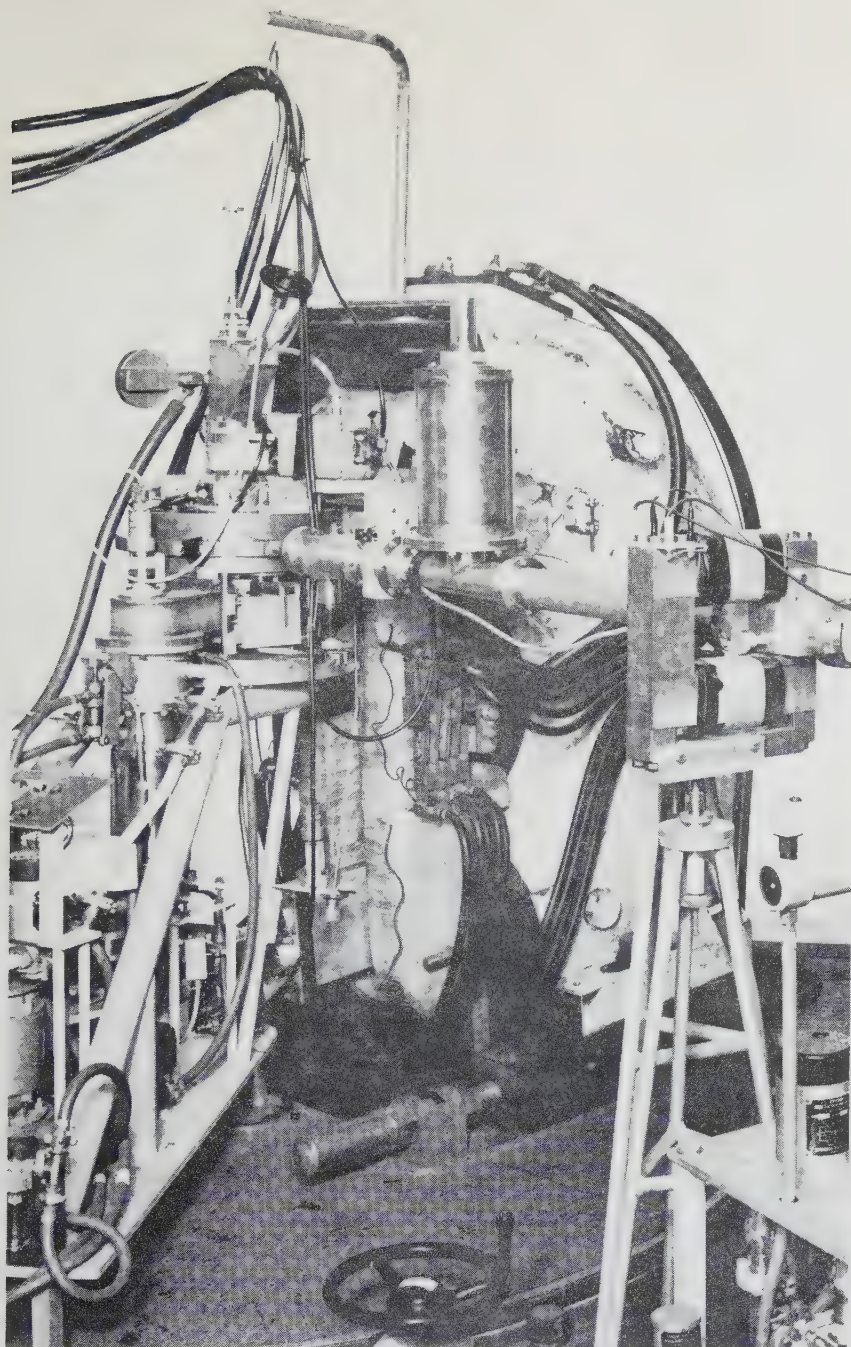


Fig. 1 - L'analyseur magnétique.

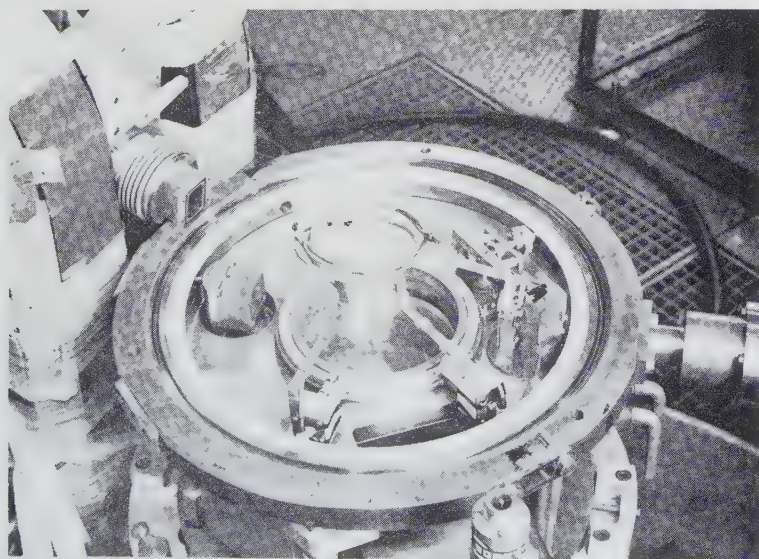


Fig. 2 - La chambre à réaction ouverte.

d) - Choix du détecteur :

La position de l'impact d'une particule dans le plan-image d'un analyseur est une mesure du rapport p/q de la quantité de mouvement à la charge de la particule. Les particules émises par réaction sur une cible peuvent être de plusieurs types : protons, deutons, tritons, α , ^3He ...

Un détecteur placé dans le plan image de l'analyseur doit permettre de mesurer la position de l'impact de la particule, mais il doit, en outre, donner une information supplémentaire permettant de déterminer la nature de la particule. Il existe, pour cela, différents types de détecteurs.

- Dans une plaque d'émulsion photographique, la position de passage d'une particule est matérialisée par une trace. La nature de la particule peut être déterminée en mesurant la densité de grain ou la longueur de la trace.

Ce type de détecteur peut exister en grandes dimensions, mais le dépouillement des résultats est long et ne peut être obtenu qu'après la fin de l'expérience. L'utilisation de ce détecteur exclut la mesure de rayonnements émis en coïncidence.

- Dans le cas de l'utilisation de détecteurs multiples, la position du point d'impact peut être déterminée par le numéro du détecteur où arrive la particule. On peut, par exemple, placer côte à côte un grand nombre de jonctions rectangulaires de 1 mm de large séparées par 0,1 mm. Outre son coût élevé, le défaut principal de ce système de détection est l'existence de zones mortes qui risquent de perturber les mesures de sections efficaces.
- N'étant pas satisfaits par ces types de détecteur, nous avons construit une chambre à étincelles (21). Celle-ci est constituée par deux électrodes planes parallèles placées dans un gaz. Un scintillateur de même dimension que la chambre, relié optiquement à un photomultiplicateur, est placé derrière la chambre. Une impulsion sur l'électrode de sortie du photomultiplicateur agit sur un déclencheur qui applique une différence de potentiel de plusieurs milliers de volts entre les deux électrodes de la chambre. Si celle-ci vient d'être traversée par une particule, l'ionisation le long de la trajectoire provoque, sous certaines conditions, une étincelle qui suit le trajet de la particule.

Il existe diverses méthodes pour déterminer la position de l'étincelle. En mesurant, à l'aide d'un transformateur à ferrite, la différence des charges collectées aux deux extrémités d'une électrode (22), nous avons obtenu, pour un détecteur long de 100 mm, une précision de 3 mm sur la position d'électrons émis par une source de β canalisés.

L'épaisseur de matière que doit traverser la particule rend ce type de détecteur difficilement utilisable pour étudier des α dans le domaine d'énergie qui nous intéresse, d'autant plus qu'étant données les grandes dimensions du scintillateur, celui-ci peut difficilement avoir une résolution en énergie suffisante pour servir à déterminer la nature des particules.

- Alors que nous tentions d'améliorer les performances obtenues avec une chambre à étincelles, un détecteur mieux adapté à notre problème a été mis au point; c'est ce type de détecteur, la "jonction à localisation", que nous avons finalement utilisé.

Une jonction à barrière de surface, de forme rectangulaire, dont le contact ohmique de base est réalisé par une couche mince d'un alliage résistant constitue une "jonction à localisation".

Lorsqu'une particule ionisante traverse une jonction, elle crée, le long de sa trajectoire, un certain nombre de paires électron-trou. La charge collectée sur la face avant est proportionnelle au nombre de paires électron-trou et donc à l'énergie perdue par la particule dans la jonction. Elle fournit une "impulsion d'énergie". Si les deux extrémités de l'électrode résistante sont reliées à la masse, les charges collectées par cette électrode se répartissent entre les deux extrémités dans une proportion qui n'est fonction que de la position de la particule. La mesure de la charge

collectée à l'une des extrémités donne une "impulsion de localisation". Des particules, de nature différente, focalisées en un même point par l'analyseur magnétique ont des énergies différentes. Les "impulsions d'énergie" permettent donc de déterminer la nature des particules.

e) - La jonction à localisation :

Nous avons utilisé une jonction Nuclear Diode de 50 mm x 5 mm de 350 μ d'épaisseur, de 5000 Ω cm de résistivité.

L'emploi de cette jonction nécessite des précautions si l'on veut éviter sa détérioration : une tension négative étant appliquée sur la face avant, celle-ci attire les molécules de gaz résiduel ionisées par le passage du faisceau; en particulier, les traces de mercure. Cela ne se produit plus si on interpose une couche de mylar aluminisé reliée à la masse devant la jonction.

La jonction à localisation a été étalonnée en position en déplaçant une source α canalisée. Le déplacement du chariot porte source est commandé par deux vis micrométriques perpendiculaires. En utilisant les 9 raies α d'une source de ^{228}Th , on vérifie que :

- L'amplitude de "l'impulsion d'énergie" d'une raie α varie de 4 à 5% en fonction de la position.
- L'amplitude de "l'impulsion de localisation" varie presque linéairement.
- Le rapport des deux amplitudes n'est fonction que de la position, il est indépendant de l'énergie des α .

Mise en place de la jonction :

La jonction est d'abord mise en place à la position calculée du plan image de l'aimant. La position optimum est ensuite déterminée expérimentalement. Une source α étant placée au centre de la chambre à réaction, on déplace la jonction à l'aide de deux tiges coulissantes de façon à obtenir une largeur de raie mesurée minimum. On vérifie la position latérale (figure 3) qui est réglable par une vis micrométrique.

Etalonnage en énergie :

Nous avons utilisé pour l'étalonnage les α d'une source de ^{228}Th placée au centre de la chambre à réaction. Le rapport A des amplitudes "localisation" et "énergie" n'est fonction que de la position x du point d'impact par rapport au milieu de la jonction

$$x = R_0 D \frac{E' - E}{E} = R_0 D \frac{\Delta E}{E}$$

D étant la dispersion de l'analyseur, R_0 le rayon moyen, E l'énergie de la raie α qui arriverait au centre de la jonction et E' étant l'énergie de la raie α arrivant au point d'abscisse x pour la même valeur du champ. A est donc finalement une fonction à

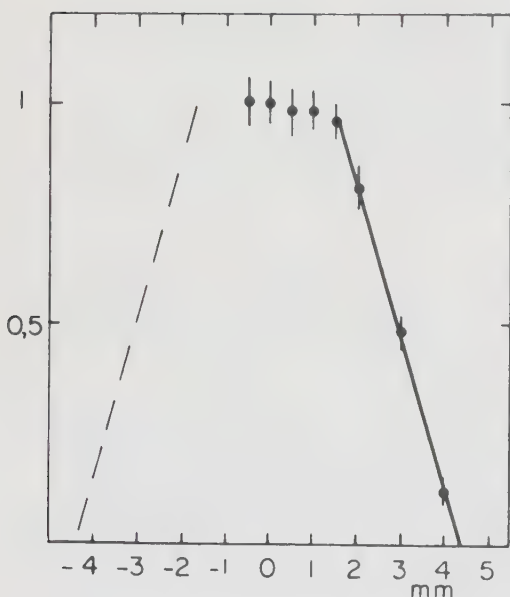


Fig. 3 - Effet d'un déplacement latéral de la jonction à localisation sur l'efficacité de détection.

déterminer de la quantité $\frac{\Delta E}{E}$.

L'étalonnage se fait en produisant le déplacement de la raie α d'énergie donnée E' d'un bout à l'autre de la jonction, en variant le champ

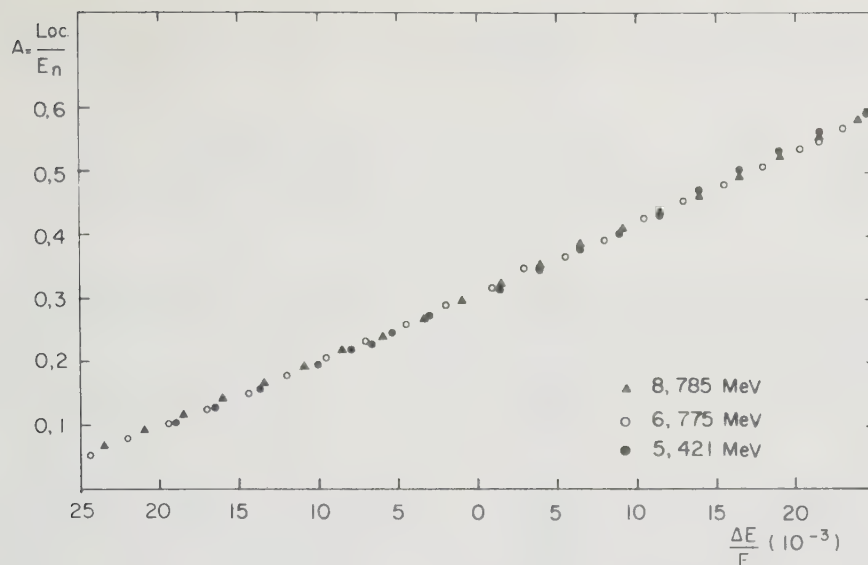


Fig. 4 - Etalonnage en énergie de la jonction à localisation placée dans le plan focal de l'analyseur. L'énergie de la particule détectée est obtenue en ajoutant à l'énergie E , correspondant au champ affiché, la valeur ΔE donnée par la courbe ci-dessus, à partir du rapport des amplitudes des impulsions de "Localisation" et "d'Énergie" de la jonction à localisation.

magnétique. Pour chaque valeur du champ, on connaît, grâce à un étalonnage préalable, l'énergie E des α qui arriveraient au centre de la jonction. On connaît donc $\frac{\Delta E}{E}$ et on mesure le rapport A . On trace ainsi une courbe d'étalonnage donnant la valeur de $\frac{\Delta E}{E}$ en fonction de A . Cette courbe permettra ultérieurement de déduire la valeur précise d'une énergie de la mesure de A (figure 4).

Les courbes d'étalonnage tracées pour les six valeurs d'énergie E' des groupes α les plus intenses de la source de ^{228}Th sont identiques, ce qui vérifie que l'étalonnage en énergie α de la sonde à résonance est exact à 10^{-3} près et que la dispersion est constante ($D = 3,55$) entre les valeurs du champ correspondant à $E_\alpha = 5,338$ et $E_\alpha = 8,785$ MeV.

f) - Le dispositif électronique :

La figure 5 représentant un spectre des impulsions de la sortie "énergie" permet d'expliquer l'utilisation de la jonction à localisation. Toutes les particules atteignant la jonction ont, à 5% près, la même quantité de mouvement par unité de charge. Chaque pic du spectre des impulsions d'"énergie" correspond donc à un type de particule.

Le dispositif électronique est schématisé sur la figure 6. Le spectre de la sortie "localisation" de la jonction, qui permet une mesure précise de l'énergie, est analysé par un sélecteur d'amplitude multicanaux. Les impulsions de deux sélecteurs monocanaux placés sur la voie "énergie" permettent d'aiguiller le spectre de localisation sur l'une des quatre bandes de 128 canaux du sélecteur suivant le type de particule auquel correspond l'impulsion d'"énergie" en coïncidence avec l'impulsion de "localisation".

Pour les mesures de sections efficaces, le spectre d'impulsion d'une jonction moniteur et celui de la jonction à localisation sont relevés simultanément. Il est important que les temps morts soient les mêmes pour le détecteur moniteur et pour le détecteur de mesure. A cet effet, les impulsions de la jonction moniteur et celles de la voie énergie de la jonction à localisation sont mesurées

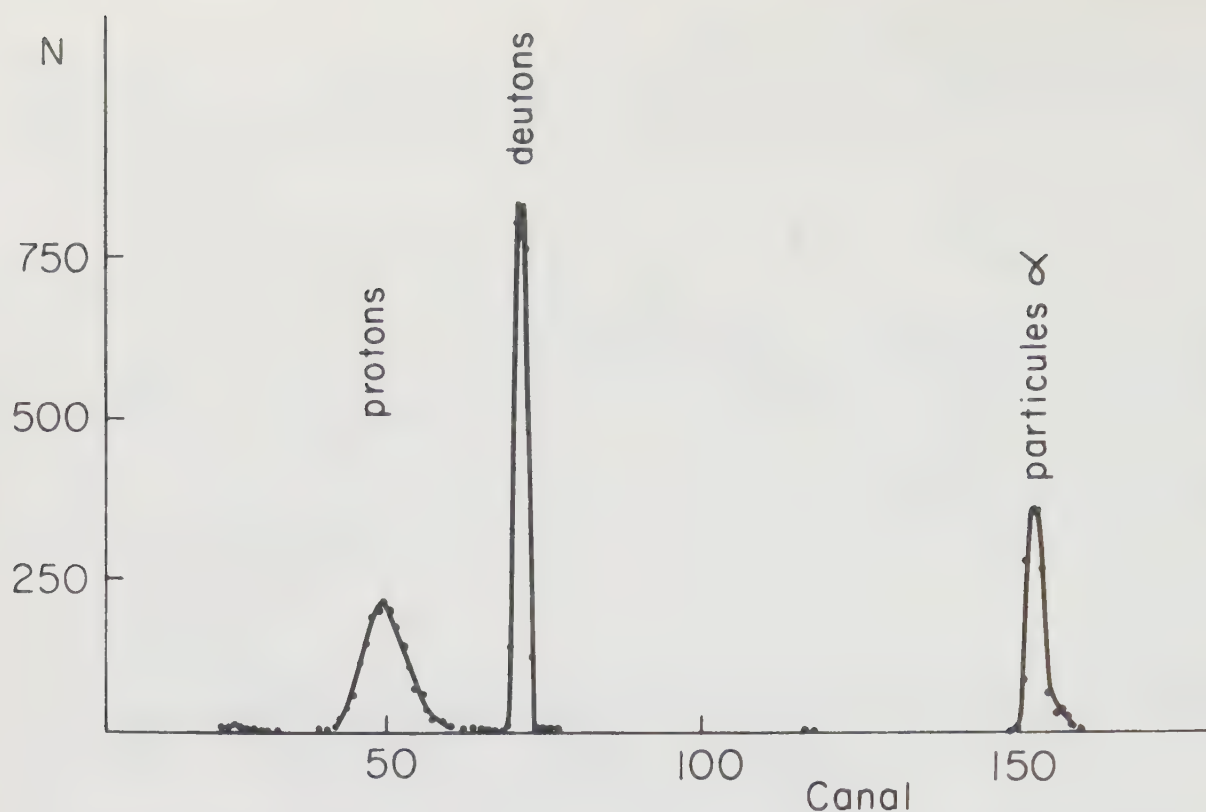


Fig. 5 - Détermination du type des particules, au moyen des impulsions de la voie "Energie" de la jonction à localisation.
 Dans l'exemple présenté, le parcours des protons était supérieur à l'épaisseur de la jonction, ce qui explique la forme du spectre.

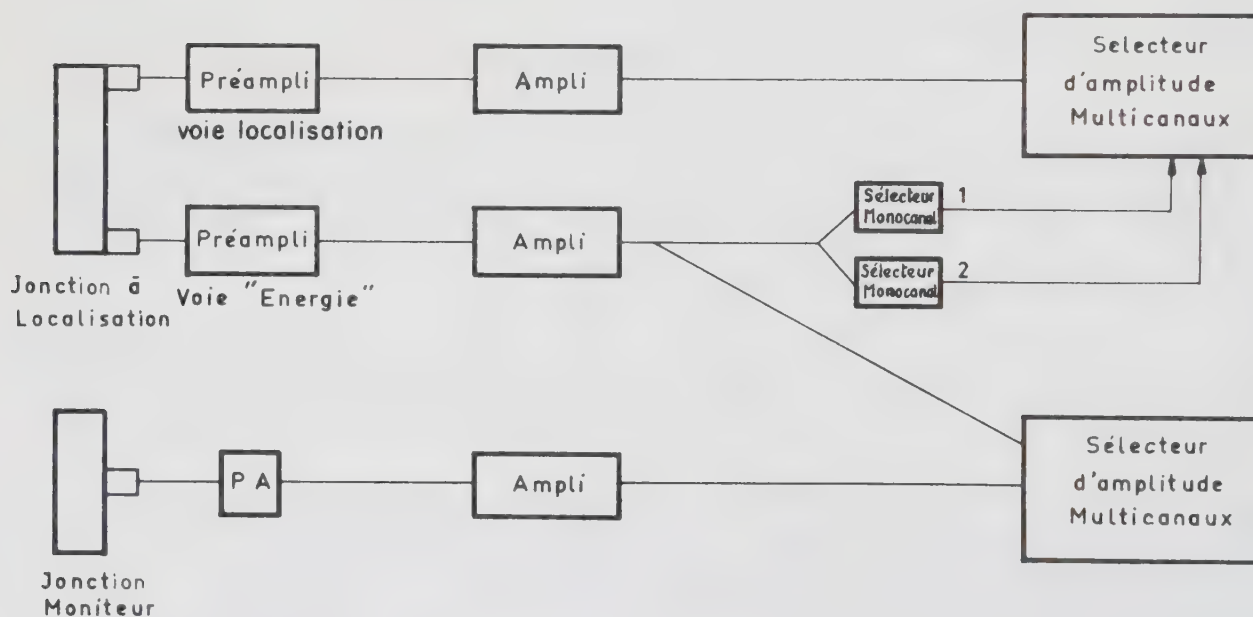


Fig. 6 - Schéma du dispositif électronique.

à l'aide des deux convertisseurs d'un second sélecteur multicanaux.

g) - Les cibles :

Nous avons utilisé des cibles minces sans support, préparées par évaporation sous vide. Les isotopes des noyaux cibles étudiés étant abondants (95% pour le ^{32}S , 92,2% pour le ^{28}Si), nous avons utilisé le mélange isotopique naturel.

Pour les cibles de soufre, il est nécessaire d'employer un composé, le soufre se sublimant sous vide dès la température ordinaire. Le composé choisi doit être stable. Il doit pouvoir s'évaporer sans se décomposer. L'élément accompagnant le soufre doit être suffisamment lourd pour que la section efficace de réaction avec des ^3He de 8 MeV soit négligeable, mais pas trop lourd afin que la section efficace de diffusion élastique ne soit pas prohibitive. Ces conditions ont conduit à utiliser Zn S .

Les cibles de Zn S et de Si sont préparées par évaporation sous vide. La couche mince déposée sur une plaque de verre refroidie placée au dessus du creuset et préalablement recouverte d'une mince pellicule de glucose est décollée par lente immersion de la plaque dans de l'eau. La feuille mince flottant à la surface est relevée sur un porte cible constitué par une plaque rectangulaire percée d'une ouverture de 5 mm de haut sur laquelle la cible reste tendue.

2 - MESURES DES SECTIONS EFFICACES :

La valeur du rapport du nombre de particules α détectées avec l'analyseur au nombre de particules ^3He diffusées élastiquement, détectées par une jonction moniteur, constitue une mesure relative de section efficace. La mesure, dans les mêmes conditions, au moyen de l'analyseur, de la distribution angulaire des ^3He diffusés élastiquement, permet de déterminer la section efficace absolue car, à l'énergie de l'expérience, la diffusion élastique vers l'avant peut être considérée comme coulombienne.

Si on connaît l'épaisseur des cibles, la mesure simultanée, à l'aide d'un intégrateur, des charges arrivant sur la cage de Faraday, permet d'obtenir la valeur absolue des sections efficaces. Les mesures obtenues par ces deux méthodes coïncident à mieux que 10% près.

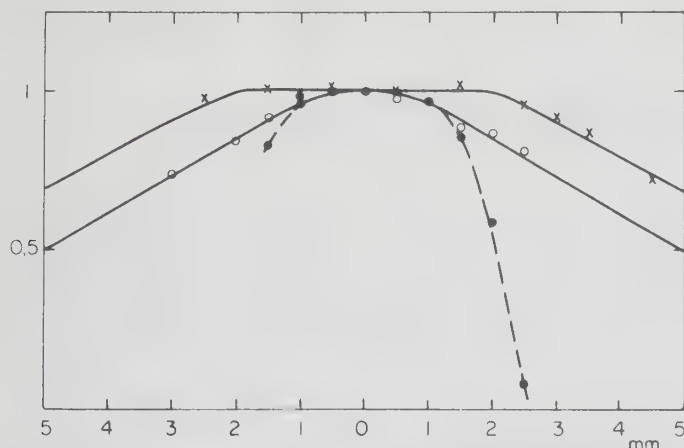


Fig. 7 - Proportion des particules arrivant sur le plan du détecteur, parmi celles qui traversent le diaphragme d'entrée de l'analyseur, en fonction de la position d'impact du faisceau sur la cible.

X valeur expérimentale en utilisant le petit diaphragme d'entrée.

O valeur expérimentale en utilisant le grand diaphragme d'entrée.

• proportion des particules qui atteignent le détecteur.

(Toutes les particules arrivant dans le plan du détecteur n'atteignent pas nécessairement le détecteur lui-même, celui-ci n'ayant que 5 mm de large). Les courbes en trait plein sont des courbes calculées.

Pour que les mesures de section efficace soient exactes, il est nécessaire que l'ouverture angulaire soit constante. Celle-ci est définie par un diaphragme à l'entrée de l'analyseur. Les particules de charge 0 et 1 sont perdues par l'analyseur. Si les α ont une énergie supérieure à 5 MeV, cette cause d'erreur, inférieure à 1%, est négligeable.

Si l'impact du faisceau sur la cible est mal centré, une partie des α passant par le diaphragme d'entrée de l'analyseur peut ne pas arriver sur le détecteur.

La figure 7 permet de voir qu'un décentrage de 1 mm d'un faisceau dont la section mesure 1 mm de largeur conduit à une sous estimation de 5%

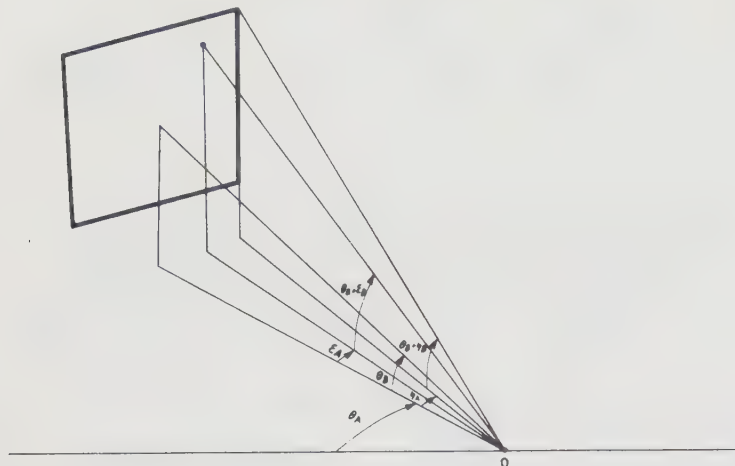
de la valeur de la section efficace. Ce qui est une limite tolérable.

Correction d'angle solide :

Pour mesurer une section efficace $\sigma(\theta)$, on détecte les particules émises dans un angle solide défini par un diaphragme.

$$\theta_A - \eta_A < \theta_A + \epsilon_A < \theta_A + \eta_A$$

$$\theta_B - \eta_B < \theta_B + \epsilon_B < \theta_B + \eta_B$$



$\theta_A + \epsilon_A$ est l'angle que fait avec la direction du faisceau incident, la projection sur le plan de rotation de l'aimant de la direction de la particule émise. $\theta_B + \epsilon_B$ est l'angle que fait la direction de la particule émise avec le plan de rotation de l'aimant (figure 8).

L'angle de réaction $\theta + \epsilon$ est tel que :

$$\cos(\theta + \epsilon) = \cos(\theta_A + \epsilon_A) \cos(\theta_B + \epsilon_B)$$

Fig. 8 - Définition angulaire des particules détectées.

Le résultat de la mesure est :

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{mesuré}}(\theta) &= \sigma(\theta) + \frac{d\sigma}{d\theta} \cotg \theta \left[\frac{\eta_A^2}{6} \sin^2 \theta_B + \frac{\eta_B^2}{6} (1 - 2 \tg^2 \theta_B) + \cotg^2 \theta \left(\frac{\eta_A^2}{6} \sin^2 \theta_B - \frac{\eta_B^2}{6} \tg^2 \theta_B \right) \right] \\ &+ \frac{d^2 \sigma}{d\theta^2} \left[\frac{\eta_A^2}{6} \cos^2 \theta_B + \cotg^2 \theta_B \left(\frac{\eta_B^2}{6} \tg^2 \theta_B - \frac{\eta_A^2}{6} \sin^2 \theta_B \right) \right] \end{aligned}$$

Avec le diaphragme le plus couramment utilisé

$$\theta_B = 10^\circ$$

$$\eta_B = 4,55 \cdot 10^{-2} \text{ rd}$$

$$\eta_A = 2,637 \cdot 10^{-2} \text{ rd}$$

$$\sigma_{\text{mesuré}} = \sigma(\theta) + \frac{d\sigma}{d\theta} \cotg \theta (1,192 + 0,0682 \cotg^2 \theta) 10^{-4} + \frac{d^2 \sigma}{d\theta^2} (3,34 - 0,0684 \cotg^2 \theta) 10^{-4}$$

Etant donné la forme des distributions angulaires, cette correction n'est, en général, pas importante. Elle atteint cependant 4% pour une distribution angulaire élastique coulombienne à $\theta = 20^\circ$.

3 - RESOLUTION EN ENERGIE :

La résolution obtenue dans la mesure de l'énergie des particules émises dans une réaction nucléaire dépend de :

- La définition en énergie du faisceau incident.
- La résolution en énergie de l'analyseur.
- L'épaisseur de cible utilisée.
- La cinématique de la réaction et la définition de l'angle de réaction.

La définition en énergie du faisceau incident est de $5 \cdot 10^{-4}$, soit 4 KeV pour des ^3He de 8 MeV (18).

Résolution de l'analyseur :

Elle a été déterminée par la mesure du spectre d'une source α de dimensions géométriques (1mm^2) et de position (au centre de la chambre à réaction) identiques à celles de l'impact du faisceau incident sur la cible. La résolution déterminée de cette façon résulte de la résolution propre de l'analyseur, de la dimension de la source et du grandissement de l'analyseur, de la précision de la mesure de position par le détecteur.

La largeur à mi-hauteur des raies α correspond à une résolution en énergie de $2,5 \cdot 10^{-3}$.

Elargissement cinématique :

Dans le système de référence lié au centre de masse, l'énergie des particules b émises dans une réaction $I(a,b)F$ est indépendante de l'angle de réaction. Il n'en est pas de même dans le système du laboratoire. On peut montrer que, pour une variation $d\theta$ de l'angle de réaction, la variation relative de l'énergie de la particule b est :

$$\frac{dE_b}{E_b} = \frac{-2 \sin \theta \, d\theta}{\sqrt{\cos^2 \theta + \frac{m_b + m_F}{m_b} \left[\frac{m_F}{m_a} \left(\frac{Q}{E_a} + 1 \right) - 1 \right]}}$$

où Q est le bilan de la réaction; m_a , m_b et m_F sont les masses des particules a, b, F .

La variation relative d'énergie de la particule b entre les angles de réaction définis par θ_A , θ_B et $\theta_A + \epsilon_A$, $\theta_B + \epsilon_B$ est :

$$\frac{dE_b}{E_b} = -2 \frac{\cos \theta_A \sin \theta_B \epsilon_B + \cos \theta_B \sin \theta_A \epsilon_A}{\sqrt{\cos^2 \theta_A \cos^2 \theta_B + \frac{m_b + m_F}{m_b} \left[\frac{m_F}{m_a} \left(\frac{Q}{E_a} + 1 \right) - 1 \right]}}$$

Les variations angulaires ε_A et ε_B étant indépendantes, l'élargissement cinématique dû à l'ouverture angulaire est :

$$\frac{\delta E_b}{E_b} = 4 \sqrt{\frac{\cos^2 \theta_A \sin^2 \theta_B n_B^2 + \cos^2 \theta_B \sin^2 \theta_A n_A^2}{\cos^2 \theta_A \cos^2 \theta_B + \frac{m_b + m_F}{m_b} \left[\frac{m_F}{m_a} \left(\frac{Q}{E_a} + 1 \right) - 1 \right]}}$$

Contribution de l'épaisseur de cible :

Les cibles de Si utilisées sont de 60 à 200 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur, ce qui fait perdre 25 à 80 KeV aux ^3He de 7,6 MeV. Les cibles de Zn sont de 100 à 500 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur, ce qui fait perdre de 30 à 150 KeV aux ^3He de 7,6 MeV.

Les pertes d'énergie étant du même ordre pour les particules ^3He et α , il peut sembler tentant d'orienter la cible de façon que l'énergie perdue soit indépendante du point où a lieu la réaction. En fait, pour les épaisseurs de cible utilisées, le straggling est le plus souvent du même ordre de grandeur que la différence entre les énergies perdues dans la traversée d'une épaisseur de cible par une particule ^3He de 7,6 MeV et par une particule α de la réaction.

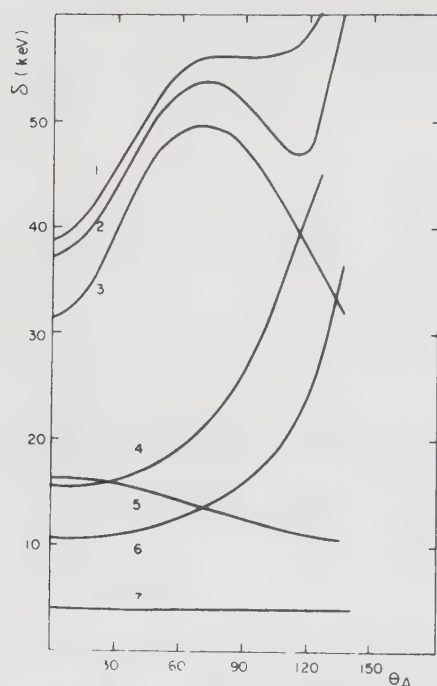


Fig. 9 - Résolution en énergie en fonction de l'angle aimant. Exemple : les α de la réaction $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, \alpha_{5+6})^{27}\text{Si}$.

Résolution obtenue :

- 1 - cible de 50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$
- 2 - cible de 100 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$

Facteurs contribuant à cette résolution :

- 3 - élargissement cinématique
- 4 - épaisseur de cible (cible de 50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
- 5 - résolution de l'analyseur
- 6 - épaisseur de cible (cible de 100 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
- 7 - définition en énergie du faisceau incident

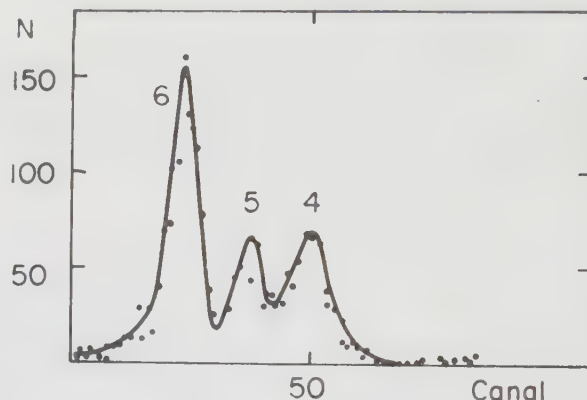


Fig. 10 - Spectre d'énergie des particules α émises dans la réaction $^{32}\text{S}(^3\text{He}, \alpha)^{31}\text{S}$ à 14° - séparation des niveaux de 3,297 MeV, de 3,361 MeV et de 3,439 MeV.

Dans ces conditions, l'orientation de la cible, permettant d'obtenir la meilleure résolution, dépend de l'énergie des particules α détectées. Pour les réactions peuplant des niveaux faiblement excités, l'énergie des particules α est telle que les pertes d'énergie par unité de longueur sont très voisines pour les particules ^3He et α ; la meilleure résolution est obtenue pour une position de la cible voisine de la bissectrice de l'angle de réaction. Si, par contre, le bilan de la réaction est faible, la meilleure résolution est obtenue en orientant la cible perpendiculairement à la direction des particules détectées.

Le calcul des différentes contributions à la résolution (figure 9) permet d'expliquer qu'avec le diaphragme utilisé, les niveaux de 2,86 MeV et 2,91 MeV de ^{27}Si ne sont observables séparés, que vers l'avant. La mesure des distributions angulaires des deux niveaux serait possible en utilisant un diaphragme dont l'ouverture angulaire serait le quart de celle du diaphragme utilisé.

A titre d'exemple de la résolution obtenue, la figure 10 représente un spectre des α de la réaction $^{32}\text{S}(^3\text{He}, \alpha)^{32}\text{S}$ à 19° permettant de voir la séparation des niveaux de 3,297, 3,361 et de 3,439 MeV de ^{31}S .

II - CALCUL DES SECTIONS EFFICACES DE PICK-UP DANS LA D.W.B.A. :

Les expériences ont été réalisées afin d'obtenir des renseignements spectroscopiques sur les noyaux étudiés. Outre l'énergie d'excitation, ces renseignements sont ceux qui peuvent être déduits de la valeur des sections efficaces, de leur dépendance angulaire ou énergétique.

1 - EXPRESSION DES SECTIONS EFFICACES :

La section efficace d'une réaction $A(a,b)B$ faisant passer un système nucléaire d'un état α à un état β est proportionnelle au carré d'une amplitude de transition

$$\frac{d\sigma_{\alpha \rightarrow \beta}}{d\Omega} = \frac{\mu_{\alpha} \mu_{\beta}}{(2\pi \hbar^2)^2} \frac{k_b}{k_a} \frac{1}{(2J_A+1)(2J_a+1)} \sum_{\substack{M_A M_a \\ M_B M_b}} | \langle \Phi_{\beta} | T^{\beta\alpha} | \Phi_{\alpha} \rangle |^2$$

où J_A et J_a sont les spins des particules A et a .

M_A , M_B , M_a et M_b sont les nombres quantiques magnétiques.

k_b et k_a les nombres d'onde du mouvement relatif dans les voies β et α ,

μ_{α} et μ_{β} les masses réduites dans les voies α et β .

La mesure des sections efficaces permet, moyennant la connaissance de l'opérateur de transition $T^{\beta\alpha}$, d'établir une relation entre les fonctions d'ondes Φ_{α} et Φ_{β} des états α et β .

L'hamiltonien du système peut s'écrire, γ étant une voie quelconque :

$$H = H_{\gamma} + V_{\gamma} = h_{\gamma} + T_{\gamma} + V_{\gamma} = h_c + h_C + T_{\gamma} + V_{\gamma}$$

h_c et h_C sont des hamiltoniens des particules c et C , T l'opérateur d'énergie cinétique dans la voie γ , V_{γ} l'opérateur d'interaction.

$\phi_Y = \phi_C \phi_C$ étant une fonction propre de l'hamiltonien h_Y

$\phi_Y = \phi_Y e^{i\vec{k}_Y \cdot \vec{r}_Y}$ est une fonction propre de l'hamiltonien H_Y .

L'équation de SCHRODINGER $(H-E)\psi = 0$ admet la solution $\psi_\alpha^{(+)}$ ayant un comportement asymptotique en une onde plane plus une onde sortante dans la voie ouverte α , une onde purement sortante dans les autres voies ouvertes.

$$\psi_\alpha^{(+)} \xrightarrow{r_Y \rightarrow \infty} \phi_Y \left[\delta_{\alpha Y} e^{i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}_\alpha} - \frac{m_Y}{2\pi\hbar^2} T_{\alpha \rightarrow Y} \frac{e^{ik_Y r_Y}}{r_Y} \right]$$

ainsi que la solution $\psi_\alpha^{(-)}$ définie de la même façon avec des ondes sortantes.

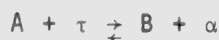
On peut montrer (24) que si $\bar{H}_\alpha$ et $\bar{H}_\beta$ sont des hamiltoniens du système dont les fonctions propres $\bar{\psi}_\alpha$ et $\bar{\psi}_\beta$ sont fermées respectivement aux voies β et α , l'amplitude de transition du système régi par l'hamiltonien H peut s'écrire :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \langle \bar{\psi}_\beta^{(-)} | H - \bar{H}_\beta | \psi_\alpha^{(+)} \rangle = \langle \psi_\beta^{(-)} | H - \bar{H}_\alpha | \bar{\psi}_\alpha^{(+)} \rangle$$

Si on sait résoudre l'équation de SCHRODINGER $(\bar{H}_\alpha - E)\bar{\psi}_\alpha = 0$ et si on a de bonnes raisons de penser que $\psi_\alpha^{(+)}$ et $\bar{\psi}_\alpha^{(+)}$ sont peu différents, on peut, dans la première expression de $T_{\alpha \rightarrow \beta}$ remplacer $\psi_\alpha^{(+)}$ par $\bar{\psi}_\alpha^{(+)}$. De même, si $\psi_\beta^{(-)}$ et $\bar{\psi}_\beta^{(-)}$ sont peu différents, on peut, dans la seconde expression, remplacer $\psi_\beta^{(-)}$ par $\bar{\psi}_\beta^{(-)}$. On obtient ainsi les expressions de l'amplitude de réaction dans l'approximation de Born.

$$T_{\alpha \rightarrow \beta}^{\text{Born 1}} = \langle \bar{\psi}_\beta^{(-)} | H - \bar{H}_\beta | \bar{\psi}_\alpha^{(+)} \rangle ; \quad T_{\alpha \rightarrow \beta}^{\text{Born 2}} = \langle \bar{\psi}_\beta^{(-)} | H - \bar{H}_\alpha | \bar{\psi}_\alpha^{(+)} \rangle$$

Dans le cas d'une réaction de transfert d'un nucléon :



les hamiltoniens H , H_α et H_τ peuvent se décomposer en :

$$H = H_{\alpha B} + V_{\alpha B} = H_{\tau A} + V_{\tau A} = H_{\tau A} + V_{\tau B} + V_{\tau n}$$

$$\bar{H}_\tau = H_{\tau A} + V_{\tau A}$$

$$\bar{H}_\alpha = H_{\alpha \beta} + V_{\alpha \beta}$$

$$T_{(\tau, \alpha)} = \langle \psi_\alpha^{(-)} | V_{\tau n} + V_{\tau B} - V_{\tau A} | \bar{\psi}_\tau^{(+)} \rangle$$

Les hypothèses couramment admises pour le calcul de $T_{(\tau,\alpha)}$ sont les suivantes :

1 - On peut trouver un hamiltonien H_α tel que l'approximation de Born permette un calcul correct de l'amplitude de réaction :

$$T_{(\tau,\alpha)}^{\text{Born}} = \langle \bar{\psi}_\alpha^{(-)} | V_{\tau n} + V_{\tau B} - V_{\tau A} | \bar{\psi}_\tau^{(+)} \rangle$$

2 - On peut trouver $\bar{H}_\tau$ tel que la contribution de $V_{\tau B} - V_{\tau A}$ soit négligeable devant celle de $V_{\tau n}$.

$$T_{(\tau,\alpha)}^{\text{Born}} = \langle \bar{\psi}_\alpha^{(-)} | V_{\tau n} | \bar{\psi}_\tau^{(+)} \rangle$$

3 - L'approximation de Born avec ondes distordues (DWBA) suppose que les interactions $V_{\tau A}$ et $V_{\alpha B}$ à employer sont les potentiels optiques sphériques qui rendent compte de la diffusion élastique τ , A et α , B

$$T_{(\tau,\alpha)}^{\text{DWBA}} = \langle \chi_{\alpha B}^{(-)} | V_{\tau n} | \chi_{\tau n}^{(+)} \rangle$$

La validité de ces hypothèses sera examinée plus tard; nous allons d'abord voir comment, avec des hypothèses supplémentaires, sera calculé $T_{(\tau,\alpha)}^{\text{DWBA}}$

Les fonctions d'onde $\chi_{\alpha B}^{(-)}$ et $\chi_{\tau A}^{(+)}$ peuvent se mettre sous la forme :

$$\begin{cases} \chi_{\alpha B}^{(-)} = \mathcal{A}^{\alpha B} \phi_\alpha^*(\vec{\xi}_\alpha) \phi_B^*(\vec{\xi}_B) \phi_{\alpha B}^{(-)}(\vec{k}_{\alpha B}, \vec{r}_{\alpha B}) \\ \chi_{\tau A}^{(+)} = \mathcal{A}^{\tau A} \phi_\tau(\vec{\xi}_\tau) \phi_A(\vec{\xi}_A) \phi_{\tau A}^{(+)}(\vec{k}_{\tau A}, \vec{r}_{\tau A}) \end{cases}$$

Les fonctions ϕ sont les fonctions d'onde du modèle optique déduites de la diffusion élastique.

Les fonctions $\phi(\vec{\xi})$, fonctions d'onde des noyaux étant antisymétriques par rapport aux coordonnées des nucléons internes, $\mathcal{A}^{\alpha B}$ et $\mathcal{A}^{\tau A}$ sont respectivement les antisymétriseurs pour l'échange des nucléons de α et de B, de τ et de A. Les antisymétriseurs introduisent dans le calcul de l'intégrale,

$\langle \chi_{\alpha B}^{(-)} | V_{\tau n} | \chi_{\tau A}^{(+)} \rangle$ des intégrales directes et des intégrales d'échange. Les intégrales d'échange sont habituellement négligées et l'effet de l'antisymétriseur est, dans ce cas, de multiplier par un facteur statistique $\sqrt{A_\alpha}$ l'intégrale calculée avec des fonctions d'onde non antisymétriques. Une première étape du calcul consiste à intégrer sur les coordonnées des particules non échangées au cours de la réaction :

$$\langle \phi_\alpha \phi_B | V_{\tau n} | \phi_\tau \phi_A \rangle = \int \phi_\alpha^*(\vec{\xi}_\alpha) \phi_B^*(\vec{\xi}_B) V_{\tau n} \phi_\tau(\vec{\xi}_\tau) \phi_A(\vec{\xi}_A) d\vec{\xi}_\tau d\vec{\xi}_B$$

Il reste alors à calculer l'intégrale :

$$\langle \chi_{\alpha B}^{(-)} | V_{\tau n} | \chi_{\tau A}^{(+)} \rangle = \sqrt{\alpha} A \int \phi_{\alpha B}^{(-)}(\vec{k}_{\alpha B}, \vec{r}_{\alpha B}) \langle \phi_{\alpha} \phi_B | V_{\tau n} | \phi_{\tau} \phi_A \rangle \phi_{\tau A}^{(+)}(\vec{k}_{\tau A}, \vec{r}_{\tau A}) d\vec{r}_{nB} d\vec{r}_{n\tau}$$

Afin de réduire le domaine d'intégration, on suppose que l'interaction $V_{\tau n}$ est de portée nulle :

$$\langle \phi_{\alpha} \phi_B | V_{\tau n} | \phi_{\tau} \phi_A \rangle = D_0 \langle \phi_{\alpha} | \phi_{\tau} \rangle \langle \phi_B | \phi_A \rangle \delta(\vec{r}_n - \vec{r}_{\tau})$$

Cette hypothèse simplificatrice est en partie justifiée par le fait que, dans leur état fondamental, les particules ^3He et ^4He sont constituées (à quelques pour cent près pour ^3He) de nucléons dans un état S de mouvement relatif. L'amplitude de réaction se met alors sous la forme :

$$T = \sqrt{\alpha} A D_0 \int \phi_{\alpha B}^{(-)}(\vec{k}_{\alpha B}, \vec{r}_{nB}) \langle \phi_{\alpha} | \phi_{\tau} \rangle \langle \phi_B | \phi_A \rangle \delta(\vec{r}_n - \vec{r}_{\tau}) \phi_{\tau A}^{(+)}(\vec{k}_{\tau A}, \frac{A-1}{A} \vec{r}_{nB}) d\vec{r}_{nB} d\vec{r}_{n\tau}$$

Les intégrales partielles sur les coordonnées des nucléons non échangés peuvent se mettre sous la forme :

$$\langle \phi_{\alpha} | \phi_{\tau} \rangle = \phi_{\alpha\tau}(\vec{r}_{n\tau}) \sum_{m_s} \langle j_{\tau} s m_{\tau} m_s | j_{\alpha} m_{\alpha} \rangle \chi_{1/2}^{m_s}(\sigma)$$

La valeur $\phi_{\alpha\tau}(0)$ peut être calculée si on connaît les fonctions d'onde de τ et α .

L'intégration sur les coordonnées $\vec{r}_B$ est plus délicate :

$$\langle \phi_B | \phi_A \rangle = \sum_{j m m_B} \langle j_B j m_B m | j_A m_A \rangle a_{AB}^{jm} \phi_{AB}^{*jm}(\vec{r}_{nB}) \times C$$

a_{AB} est une amplitude spectroscopique, ϕ_{AB} une fonction d'onde normalisée.

$C = \langle t_{B1/2} \tau_B \tau_{1/2} | t_A \tau_A \rangle$ est le coefficient de couplage des isospins.

Nous admettons que ϕ_{AB} est la fonction d'onde d'une particule dans un puits de Saxon (avec couplage spin orbite) dont la profondeur est ajustée de façon à ce que l'énergie de liaison de la particule dans le puits soit égale à l'énergie expérimentale de séparation.

$$\phi_{AB}^{jm} = \sum_{\ell m_{\ell} m_s} \langle \ell 1/2 m_{\ell} m_s | j m \rangle \phi_{AB}^{j m \ell m_{\ell}} \chi_{1/2}^{m_s}(\sigma)$$

$$\langle \phi_B | \phi_A \rangle = \sum_{j \ell} \sum_{m m_{\ell} m_s} \langle j_B j m_B m | j_A m_A \rangle \langle \ell 1/2 m_{\ell} m_s | j m \rangle c_{AB}^{jm} \phi_{AB}^{j m \ell m_{\ell}}(\vec{r}_{nB}) \chi_{1/2}^{m_s}(\sigma)$$

L'amplitude de réaction peut alors s'écrire :

$$T = \sqrt{\alpha A} D_0 \phi_{\alpha\tau}(0) \langle j_\tau s_\tau m_\alpha - m_\tau | j_\alpha m_\alpha \rangle \sum_{j\ell} c_{AB} \langle j_B j m_B m_A - m_B | j_A m_A \rangle$$

$$\langle \ell 1/2 (m_A + m_\tau) - (m_B + m_\alpha) m_\alpha - m_\tau | j m_A - m_B \rangle \left[\phi_{\alpha B}^{(-)}(\vec{k}_{\alpha B}, \vec{r}_{nB}) \phi_{AB}^{j\ell*}(\vec{r}_{nB}) \phi_{\tau A}^{(+)}(\vec{k}_{\tau A}, \frac{A-1}{A} \vec{r}_{nB}) d\vec{r}_{nB} \right]$$

La section efficace de la réaction $(\tau\alpha)$ qui se calcule en effectuant la somme :

$$\frac{d\sigma(\tau, \alpha)}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\tau}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_\alpha}{k_\tau} \frac{1}{(2J_A+1)(2J_\tau+1)} \sum_m |T|^2$$

peut se mettre sous la forme :

$$\frac{d\sigma(\tau, \alpha)}{d\Omega} = \frac{2J_\alpha+1}{2J_\tau+1} N \sum_{\ell j} C^2 S_{\ell j} \sigma_{\ell j}(\theta)$$

alors que, pour la réaction inverse (α, τ)

$$\frac{d\sigma_{\alpha\tau}}{d\Omega} = \frac{2J_A+1}{2J_B+1} N \sum_{\ell j} C^2 S_{\ell j} \sigma_{\ell j}(\theta)$$

Dans cette expression, C^2S est le facteur spectroscopique :

$$C^2S = A C^2 |a_{AB}^{j\ell}|^2 = A |\langle \phi_B \phi_{AB}^{j\ell} | j_A t_A | \phi_A \rangle|^2$$

Le facteur $N = \alpha D_0^2 |\phi_{\alpha\tau}(0)|^2 \times 10^{-4}$ est égal au produit du facteur spectroscopique des particules légères par une constante dont la valeur (10^{-4}) est telle que, pour la réaction de stripping (d,p) $N = 1$.

Pour une réaction $(^3\text{He}, \alpha)$ sur un noyau pair, la conservation du spin et de la parité réduit la somme à un seul terme :

$$\frac{d\sigma(\tau\alpha)}{d\Omega} = \frac{2J_\alpha+1}{2J_\tau+1} N C^2S \sigma_{\ell j} = N' C^2S \sigma_{\ell j}(\theta)$$

Validité de l'approximation de Born :

L'approximation de Born consiste à remplacer, dans l'expression exacte de l'amplitude de réaction, la fonction d'onde vraie ψ par une fonction d'onde approchée :

$$T_{\tau\alpha} = \langle \psi_{\alpha}^{(-)} | V_{\tau A} - V_{\tau A} | \bar{\psi}_{\tau}^{(+)} \rangle \Rightarrow T_{\tau\alpha}^{\text{Born}} = \langle \bar{\psi}_{\alpha}^{(-)} | V_{\tau A} - V_{\tau A} | \bar{\psi}_{\tau}^{(+)} \rangle$$

ce qui revient à remplacer $T_{(\tau,\alpha)}$ par le premier terme de son développement de Born .

AARON, AMADO et LEE {25} ont montré que ce développement diverge pour les réactions de réarrangement; il n'est donc pas évident que le premier terme du développement soit une bonne approximation. Pour obtenir une solution, FADEEV {26} et LOVELACE {27} ramènent le problème à la résolution d'un système d'équations intégrales couplées. Dans l'hypothèse où le noyau cible est bien plus lourd que les particules incidentes et transférées, DODD et GREIDER {28} obtiennent une simplification des équations couplées qui permet d'exprimer l'opérateur de transition sous forme d'une équation intégrale. L'amplitude de transition s'exprimant sous forme d'un développement convergent, le premier terme a des chances d'être une bonne première approximation de l'amplitude de réaction. Cette première approximation est la somme de deux termes :

$$T_{\tau\alpha}^1 = \langle \bar{\psi}_{\alpha}^{(-)} | V_{\tau n} | \bar{\psi}_{\tau}^{(+)} \rangle + \langle \bar{\psi}_{\alpha}^{(-)} | (V_{\tau B} + V_{nB} - V_{\alpha B}^*) \frac{1}{E - (H - V_{\tau n})} V_{\tau n} | \bar{\psi}_{\tau}^{(+)} \rangle$$

Le premier est l'amplitude de pick-up direct dans l'approximation de Born, le second décrit les excitations virtuelles des sous-systèmes $B+n$ et $B+\tau$. L'approximation de Born se justifie quand le premier terme est très supérieur à l'autre, ce qui est probablement le cas quand l'état du noyau final est, de façon prédominante, un état à un trou.

Choix de la fonction d'onde approchée $\bar{\psi}_{\alpha}^{(-)}$:

L'approximation de Born n'a de chance d'avoir quelque validité que si la fonction d'onde $\bar{\psi}_{\alpha}^{(-)}$ est suffisamment proche de la fonction d'onde réelle $\psi_{\alpha}^{(-)}$.

Dans la D.W.B.A., il est supposé que la fonction d'onde du modèle optique rendant bien compte de la diffusion élastique est une solution suffisamment approchée, ce qui suppose qu'elle rend bien compte du mouvement relatif dans la région où a lieu la réaction. Cette hypothèse n'est plus valable s'il existe des transitions fortement couplées à la voie de sortie, en particulier si les sections efficaces de diffusion inélastique sont importantes.

Afin de tenir compte des effets des transitions inélastiques, PENNY et SATCHLER {29} introduisent des potentiels déformés dans le calcul des ondes distordues. Les fonctions d'onde $\bar{\psi}_{\tau}$ et $\bar{\psi}_{\alpha}$ ont donc des contributions dans les voies élastiques et inélastiques. Le problème a aussi été étudié par LANO et AUSTERN {30}, par KOZLOVSKY et DE-SHALIT {31}, par LEVIN, ASCUITTO et GLENNENING {32}, mais assez peu de calculs concrets ont été effectués à ce jour.

Le facteur de forme :

La présentation du résultat des calculs de section efficace sous la forme :

$$\sigma = N C^2 S \sigma_r^{\ell j}(\theta)$$

pourrait laisser croire que toute l'information spectroscopique est contenue dans le facteur $C^2 S$.

En réalité, on introduit, dans le calcul de $\sigma_r^{\ell j}(\theta)$ le facteur de forme de la particule transférée. Si le facteur de forme introduit est une fonction propre du modèle en couches à particule indépendante, il n'est compatible avec le facteur spectroscopique obtenu que si celui-ci a une valeur proche de la valeur prévue par le modèle à particules indépendantes.

PINKSTON et SATCHLER {33} ont montré que pour obtenir le facteur de forme, on est amené à résoudre un système d'équations couplées. Si l'on emploie comme facteur de forme la fonction du modèle en couche à particules indépendantes dans un puits dont les paramètres sont ajustés pour donner l'énergie exacte de séparation, cette fonction a un comportement asymptotique exact, à une normalisation près. L'emploi d'un tel facteur de forme, pour le calcul de section efficace de réactions de surface, conduit à des distributions angulaires exactes, mais à des facteurs spectroscopiques qui peuvent être erronés.

III - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Ce travail a été entrepris afin de :

1/ - Vérifier si la mesure des sections efficaces des réactions ($^3\text{He}, \alpha$) vers 8 MeV d'énergie incidente permet de déduire les valeurs des facteurs spectroscopiques.

2/ - Déterminer le maximum d'informations spectroscopiques sur les noyaux étudiés : ^{27}Si et ^{31}S .

Les résultats expérimentaux obtenus sont :

- L'énergie d'excitation de 11 niveaux de ^{27}Si et de 15 niveaux de ^{31}S (tableau I).

- Les distributions angulaires à 7,6 MeV des réactions peuplant le niveau fondamental et 9 niveaux excités de ^{27}Si , le niveau fondamental et 12 niveaux excités de ^{31}S (Figures 14-23).

- Les fonctions d'excitation des réactions $^{28}\text{Si} (^3\text{He}, \alpha)^{27}\text{Si}$ à 20° (figure 24) et $^{32}\text{S} (^3\text{He}, \alpha)^{31}\text{S}$ à 55° (figure 25). Les angles choisis sont ceux du maximum de la distribution angulaire.

- Les distributions angulaires pour plusieurs énergies incidentes des α des réactions peuplant le fondamental et les deux premiers excités de ^{27}Si et le fondamental de ^{31}S (figures 14, 15, 16 et 19).

Niveaux de ^{27}Si			Niveaux de ^{31}S	
0	0	0	0	0
1	780±15	780± 7	1.240±15	1.242±20
2	950	953± 7	2.247	2.232±15
3	2171	2165± 9	3.087	3.085±20
4	2652	2647± 9	3.297	3.287±15
5	2857	2863± 9	3.361	3.359±15
6	2911	2908± 9	3.439	3.435±15
7	3548	3540±10	4.076	4.085±20
8	3811	3800±15	4.197	4.208±25
9	4149	4140±20	4.457	4.451±15
10	4302	4295±40	4.530	4.526±15
11	4485	4455±40	4.580	4.582±15
12			4.717	4.718±15
13			4.867	4.850±30
14			4.967	4.976±15
15			5.139	(5.170±30)
	Nos résultats	Réf. 34	Nos résultats	Réf. 34

TABLEAU I

Energie des niveaux de ^{27}Si et ^{31}S

1 - ENERGIES DES NIVEAUX DE ^{27}Si et de ^{31}S :

La mesure des énergies des α émis à 10° et à 40° dans les réactions ($^3\text{He}, \alpha$) nous a permis de déterminer les énergies des niveaux de ^{27}Si et de ^{31}S .

Les énergies des niveaux de ^{27}Si avaient déjà été mesurées au moyen des réactions (p,n) (1) et ($^3\text{He}, \alpha$) (2). Les énergies des niveaux de ^{31}S ont été publiées (8) alors que nous venions de les mesurer (7).

Nos valeurs expérimentales sont en accord satisfaisant avec les valeurs mesurées précédemment (tableau 1).

Les spins de quelques niveaux de ^{27}Si et de ^{31}S ont été déterminés au moyen de corrélations angulaires ($^3\text{He}, \alpha, \gamma$) (35-36).

Les schémas des niveaux de ^{27}Si et de ^{31}S étant remarquablement semblables à ceux de leurs noyaux miroirs ^{27}Al et ^{31}P (Figure 11), nous admettons que le spin et la parité des premiers niveaux sont les mêmes que ceux de leurs niveaux miroirs dont les valeurs sont bien établies (34).

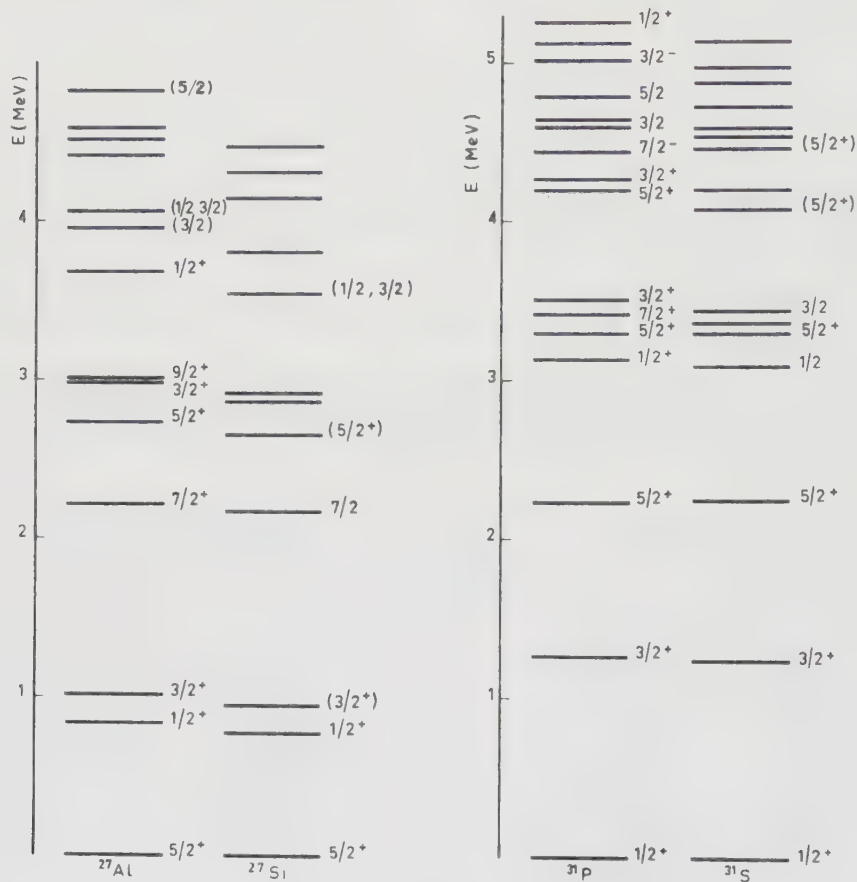


Fig. 11 - Les niveaux des noyaux miroirs ^{27}Si et ^{27}Al , ^{31}S et ^{31}P .

2 - SELECTIVITE DE LA REACTION :

Les schémas des niveaux de ^{27}Si et de ^{31}S et les valeurs des sections efficaces des réactions $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, \alpha)^{27}\text{Si}$ intégrées de 10° à 135° et $^{32}\text{S}(^3\text{He}, \alpha)^{31}\text{S}$ intégrées de 10° à 90° sont reportés sur la figure 12.

L'intégration est limitée aux angles pour lesquels toutes les raies α sont suffisamment séparées.

Les plus faibles des sections efficaces mesurées ne sont que 7 à 10 fois plus petites que les plus grandes. De plus, l'examen du spectre ne permet pas d'observer une séparation nette entre des niveaux fortement peuplés et des

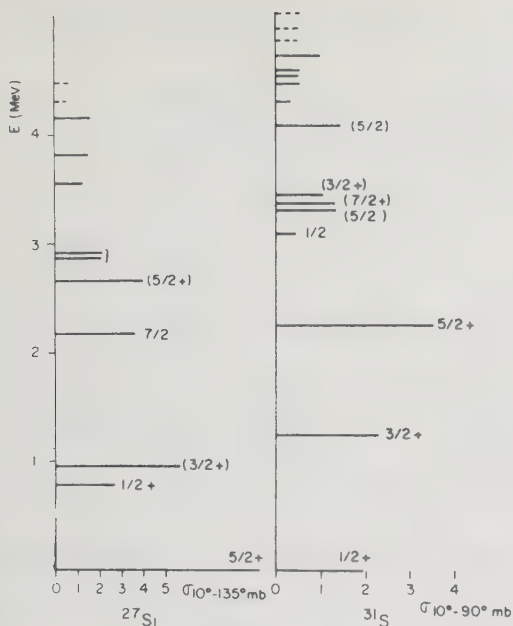


Fig. 12 - Sections efficaces intégrées des réactions $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, \alpha)^{27}\text{Si}$ et $^{32}\text{S}(^3\text{He}, \alpha)^{31}\text{S}$.

niveaux faiblement peuplés. Cela peut s'expliquer de deux façons :

- 1 - Les états à un trou peuvent être répartis entre un grand nombre de niveaux.
- 2 - Le pick-up direct n'est pas le seul mécanisme intervenant dans la réaction.

Seule la seconde de ces hypothèses permet d'expliquer la valeur des sections efficaces des réactions peuplant les niveaux $7/2^+$. Le niveau $7/2^+$ de 2,08 MeV de ^{27}Si est peuplé avec une section efficace intégrée égale à 40% de la plus grande section efficace, celle de la réaction peuplant le niveau fondamental $5/2^+$.

De même, la section efficace de la réaction peuplant le niveau $7/2^+$ de 3,36 MeV de ^{31}S est égale à 40% de la plus grande, celle du niveau $5/2^+$ de 2,24 MeV.

Si le mécanisme de pick-up est prépondérant, les seules réactions de grande section efficace sont celles dont l'état final est en grande partie un état de trou. Ce ne peut pas être le cas pour un état $7/2^+$ de ^{27}Si ou de ^{31}S , car cela supposerait que la probabilité d'occupation du niveau $1g\ 7/2$ du modèle en couche est importante dans ^{32}S et ^{28}Si , ce qui

est hautement improbable.

Le simple examen du spectre indique donc que le pick-up n'est pas le seul mécanisme intervenant dans la réaction.

3 - COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX AVEC LES PREVISIONS DE LA D.W.B.A.

Nous venons de voir que la réaction $(^3\text{He}, \alpha)$ n'est pas, vers 8 MeV, aussi sélective que le prévoit le modèle du pick-up. Les résultats expérimentaux sont néanmoins comparés aux prévisions du modèle afin de tenter d'en déduire la contribution de ce mécanisme de réaction.

a) - Choix des paramètres :

Les sections efficaces de réaction ont été calculées dans l'approximation de Born avec ondes distordues (D.W.B.A.) en utilisant le programme DWUCK écrit par KUNZ de l'université de Colorado et adapté à l'Univac d'Orsay. Le facteur de forme de la particule transférée a été obtenu en utilisant un puits de Saxon-Woods de rayon $r=1,25$ fm et de diffusivité $a=0,65$ fm, l'énergie de liaison étant choisie égale à l'énergie de séparation.

Choix de la constante N' :

Nous avons vu, au chapitre II, que la section efficace d'une réaction de pick-up sur un noyau pair-pair s'exprime sous la forme :

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = N' C^2 S \sigma_{lj}(\theta)$$

σ_{lj} est calculé par le programme.

$C^2 S$ est le facteur spectroscopique.

N' est un facteur dépendant du type des particules légères de la réaction.

La valeur de N' à employer pour la réaction $(^3\text{He}, \alpha)$ n'est pas bien connue. Des

calculs de BASSEL (37), utilisant comme fonctions d'onde des particules α et ^3He des fonctions d'IRVING-GUNN, conduisent à une valeur $N' = 17$. La valeur de N' peut être déterminée expérimentalement :

- soit en utilisant les règles de sommes des facteurs spectroscopiques : la somme des facteurs spectroscopiques des niveaux $1/2^+$, $3/2^+$ et $5/2^+$ est égale au nombre de neutrons du noyau-cible dans la couche 2s-1d.
- soit par comparaison si certains facteurs spectroscopiques ont été mesurés au préalable au moyen d'une autre réaction.

Les valeurs expérimentales de N' ainsi déterminées peuvent être aussi différentes que 13 et 41.

Ces écarts peuvent avoir plusieurs origines, outre les erreurs expérimentales sur les sections efficaces mesurées :

- d'une part, la valeur absolue des sections efficaces calculées dépend des potentiels utilisés. L'indétermination des potentiels optiques peut donc conduire à une erreur sur la valeur expérimentale de la constante N' .
- d'autre part, le pick-up direct n'est pas nécessairement le seul mécanisme intervenant dans la réaction.

Nous avons adopté une valeur $N'=25$ proche de la moyenne des valeurs employées récemment.

Choix des potentiels optiques :

Les potentiels optiques sont, en principe, ceux qui décrivent la diffusion élastique des ^3He et des α .

La forme de potentiel utilisée ici est la forme de WOODS-SAXON, avec absorption en volume :

$$V(r) = \frac{V}{1 + \exp\left(\frac{r-r_v}{a_v}\right)} + \frac{iW}{1 + \exp\left(\frac{r-r_w}{a_n}\right)}$$

La procédure généralement employée pour calculer les paramètres du modèle optique (V , r_v , a_v , W , r_n , a_n) est d'utiliser un programme de moindre carré pour déterminer les valeurs de paramètres permettant de calculer la distribution angulaire de diffusion élastique se rapprochant le plus de la distribution expérimentale.

Les sections efficaces de diffusion élastique n'étant liées qu'à la partie asymptotique de la fonction d'onde, il est bien connu que cette procédure peut conduire à deux sortes d'indéterminations : une "indétermination continue" : les effets des variations de plusieurs paramètres peuvent se compenser; une "indétermination discontinue" : deux potentiels donnant des fonctions d'onde différant par le nombre de zéro, mais ayant des parties asymptotiques voisines, donnent des sections efficaces voisines.

Une double difficulté supplémentaire apparaît dans notre cas :

1/ - L'énergie incidente étant voisine de la barrière coulombienne, les distributions élastiques des ^3He manquent de structure (voir figure 13). La distribution calculée est peu sensible aux paramètres utilisés, et de nombreux potentiels permettent d'obtenir un accord satisfaisant avec la distribution angulaire expérimentale.

2/ - Il n'est pas possible, avec l'accélérateur dont nous disposons, de déterminer les distributions angulaires élastiques des particules α à l'énergie correspondant à celle des particules de la réaction. Les potentiels ^3He et α employés ont été choisis parmi ceux qui rendent compte de distributions angulaires élastiques mesurées à énergie plus élevée. Un certain nombre des potentiels ^3He ont été éliminés par comparaison avec la distribution angulaire expérimentale des ^3He diffusés à 7,6 MeV.

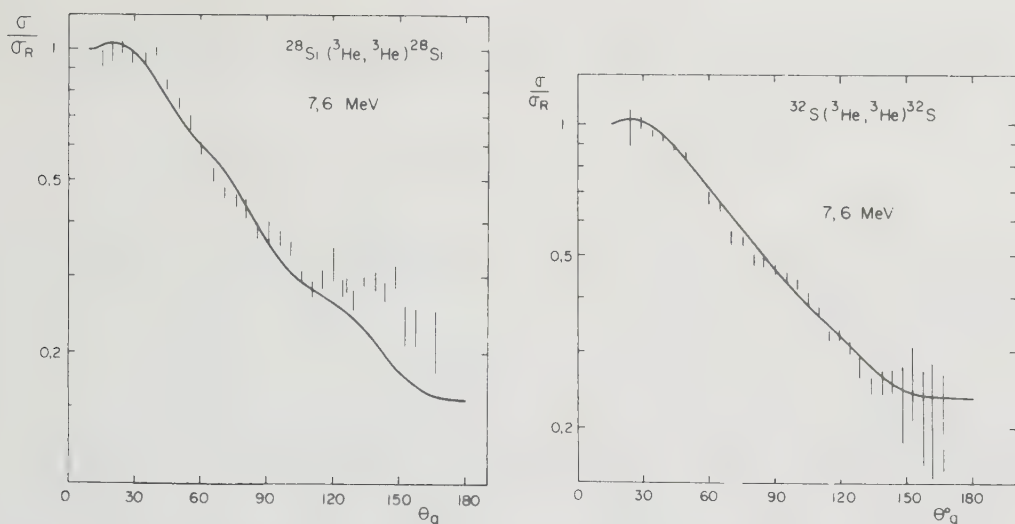


Fig. 13 - Distributions angulaires des ^3He diffusés élastiquement par ^{28}Si et ^{32}S .

Après de nombreux essais, un potentiel ^3He unique a été retenu. Ce potentiel rend bien compte de la diffusion élastique sur ^{40}Ca à 64,3 MeV, 37,7 MeV et 22 MeV (38). Il a été utilisé par notre groupe (39) pour analyser la réaction $^{40}\text{Ca}(^3\text{He}, \alpha)^{39}\text{Ca}$ à différentes énergies et il permet de reproduire correctement les distributions angulaires élastiques des ^3He de 8 MeV sur ^{40}Ca (39), ^{28}Si et ^{32}S (figure 13).

Ce même potentiel a été utilisé récemment par de nombreux auteurs pour analyser diverses réactions faisant intervenir des ^3He dans la voie d'entrée ou de sortie, à différentes énergies et sur des noyaux de masse variée. Il semble donc avoir un large domaine d'utilisation sans variation de paramètres.

Le calcul de la distribution angulaire de la réaction $(^3\text{He}, \alpha)$ aboutissant au fondamental a servi de test aux potentiels α . Le potentiel α retenu pour le silicium avait été utilisé pour des calculs de distributions angulaires des réactions $^{30}\text{Si}(^3\text{He}, \alpha)^{29}\text{Si}$ (58). Ce même potentiel a été modifié pour des distributions sur le soufre afin de rendre compte correctement de la distribution $^{32}\text{S}(^3\text{He}, \alpha_0)^{31}\text{S}$ (7).

Les deux potentiels α utilisés sont peu différents et leur profondeur de 200 MeV est proche de la somme des profondeurs de potentiel pour les nucléons constituant la particule α . Un potentiel du même type a été utilisé par notre groupe pour analyser la réaction $^{40}\text{Ca}(^3\text{He}, \alpha)^{39}\text{Ca}$.

Il n'est cependant pas évident que les potentiels de ce type soient les meilleurs : ni les arguments théoriques avancés, ni l'analyse des résultats expérimentaux ne permettent, jusqu'à présent, de trancher entre les différents potentiels permettant de calculer des distributions angulaires conformes aux distributions expérimentales.

Les potentiels retenus et utilisés dans toute la suite sont reportés sur le tableau II.

	V (MeV)	r_V (fm)	a_V (fm)	W (MeV)	r_W (fm)	a_W (fm)
^3He	177	1,14	0,723	14,5	1,64	0,91
α Si	200,8	1,41	0,553	16,5	1,41	0,553
α S	200	1,34	0,5	12	1,34	0,5

b) - Analyse des distributions angulaires à 7,6 MeV :

Les niveaux de ^{27}Si :

La distribution angulaire calculée pour la réaction $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, \alpha)^{27}\text{Si}$ est en accord satisfaisant avec la distribution expérimentale (figure 14). La valeur du facteur spectroscopique déduite de cette distribution angulaire est $C^2S = 4,5$.

L'accord est nettement moins bon pour les niveaux n°1 $1/2^+$ de 0,78 MeV (figure 15) et n°2 $3/2^+$ de 0,95 MeV (figure 16).

Le niveau 3 de 2,17 MeV étant un niveau $7/2^+$, son facteur spectroscopique doit être négligeable. Nous n'avons pas calculé sa distribution angulaire. Ainsi que nous l'avons déjà vu, sa section efficace de réaction est pourtant loin d'être négligeable. La distribution angulaire, bien que non isotrope, est assez peu structurée (figure 17).

Le quatrième niveau excité de 2,65 MeV est probablement un niveau $5/2^+$. L'accord entre les distributions angulaires expérimentales et calculées à 7,6 MeV est assez mauvais. Le facteur spectroscopique qui donne le meilleur accord est $C^2S \approx 2$ (figure 17). Les α des réactions conduisant aux niveaux excités de 2,86 MeV et de 2,91 MeV ne sont pas suffisamment séparés. La distribution angulaire de leur somme est de forme semblable à celle du niveau de 2,65 MeV (figure 17).

Les réactions peuplant les niveaux d'énergie d'excitation plus élevée, ayant des sections efficaces plus faibles, il n'a pas semblé utile de tenter leur analyse au moyen de la méthode D.W.B.A. Les distributions expérimentales sont groupées sur la figure 18.

Les niveaux de ^{31}S :

La distribution angulaire calculée pour la réaction peuplant le niveau fondamental est en assez bon accord, du moins en ce qui concerne la phase, avec la distribution expérimentale. Le meilleur accord des valeurs absolues est obtenu pour un facteur spectroscopique de l'ordre de 1. (figure 19).

Les deux premiers niveaux excités, de 1,24 MeV et de 2,24 MeV, sont les seuls, avec le niveau fondamental, qui sont atteints avec une section efficace nettement supérieure à celle du cinquième niveau, $7/2^+$, de 3,36 MeV. Les distributions angulaires calculées pour ces deux niveaux, ne sont pas en accord excellent avec les distributions expérimentales : l'accord est cependant suffisant pour tenter d'en déduire des facteurs spectroscopiques. Les valeurs obtenues sont $C^2S \approx 1,8$ pour le niveau $3/2^+$ de 1,24 MeV et $C^2S \approx 2,2$ pour le niveau $5/2^+$ de 2,25 MeV (figure 20).

La distribution angulaire calculée pour le troisième niveau, $1/2^+$, de 3,087 MeV reproduit assez mal la distribution angulaire expérimentale. La faible valeur du facteur spectroscopique déduite de la comparaison de ces deux distributions ($C^2S \sim 0,13$) permet d'expliquer que l'accord ne soit pas meilleur (figure 20).

La distribution angulaire calculée pour le quatrième niveau, $5/2^+$, de 3,292 MeV, reproduit assez bien la distribution expérimentale (figure 21), ce qui permet de déterminer une valeur du facteur spectroscopique $C^2S = 0,9$.

Les distributions angulaires calculées pour les niveaux 6 et 7 de 3,439 MeV et de 4,076 MeV reproduisent moins bien les distributions mesurées (figures 21-22). Les valeurs de facteur spectroscopique obtenues sont respectivement 1,2 et 1,1.

Le spin du niveau de 4,717 n'étant pas connu, les distributions angulaires ont été calculées pour les valeurs $1/2^+$, $3/2^+$, $5/2^+$ et $7/2^-$. La distribution calculée, qui reproduit le moins mal la distribution expérimentale, correspond au spin $3/2^-$, mais cela ne constitue évidemment pas une preuve de la valeur du spin (figure 23).

La distribution angulaire de la réaction peuplant le niveau $7/2^+$ de 3,36 MeV appelle les mêmes remarques que le niveau de 2,17 MeV de ^{27}Si . Les distributions angulaires des réactions aboutissant aux autres niveaux et dont les

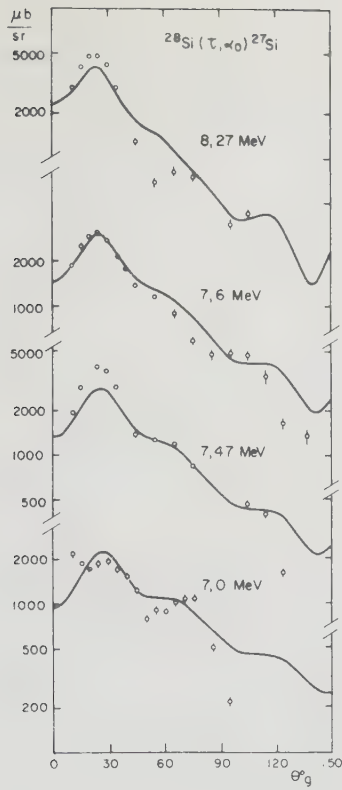


Fig. 14

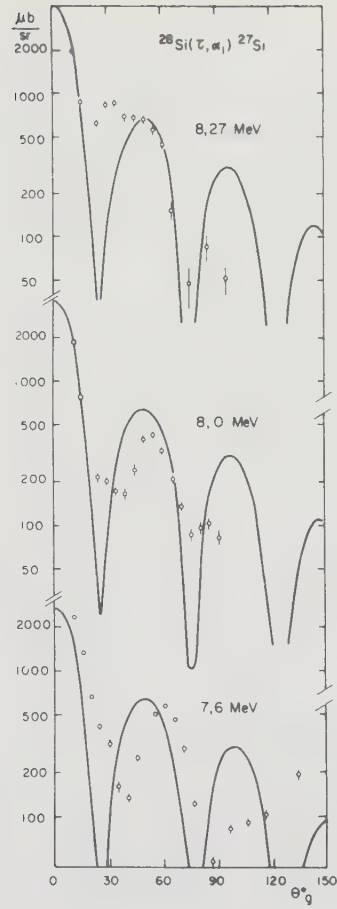


Fig. 15

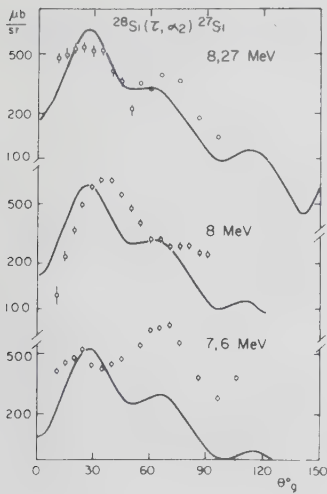


Fig. 16

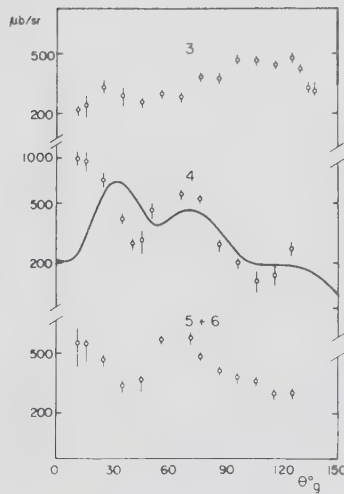


Fig. 17

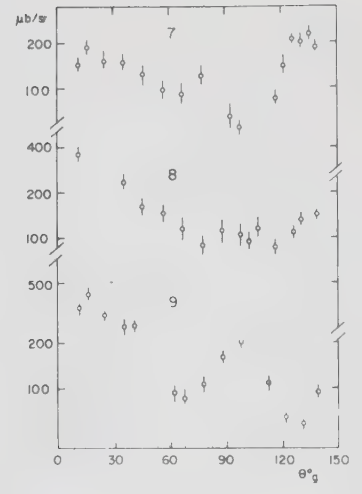


Fig. 18

Fig. 14 - 15 - 16 - 17 - 18.
Distributions angulaires des α des réactions $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, \alpha)^{27}\text{Si}$.
Les courbes sont calculées en utilisant les facteurs spectroscopiques : $C^2S_0 = 4,5$ $C^2S_1 = 0,5$ $C^2S_2 = 1,2$ $C^2S_4 = 2$
Les sections efficaces des niveaux excités autres que les deux premiers, ont été mesurées à 7,6 MeV.

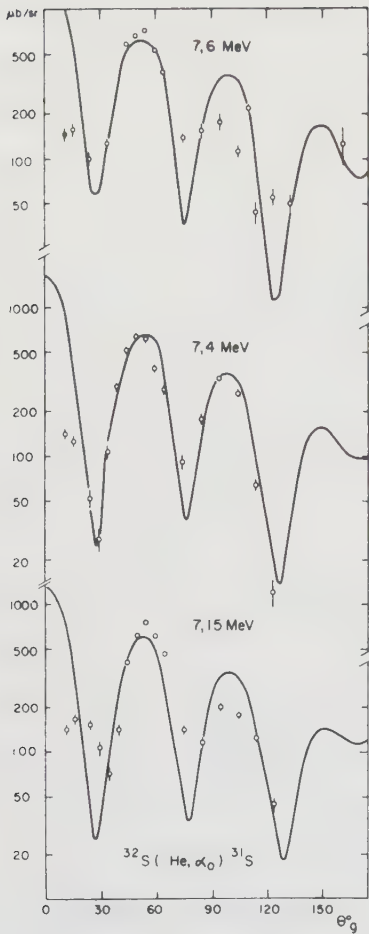


Fig. 19

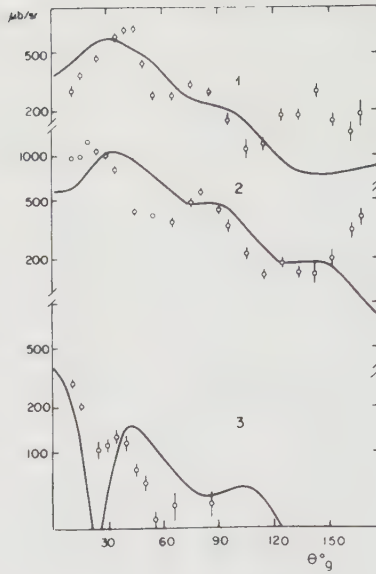


Fig. 20

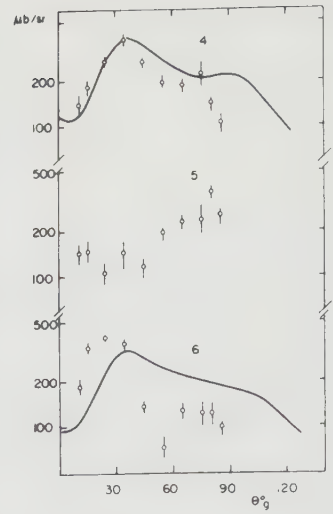


Fig. 21

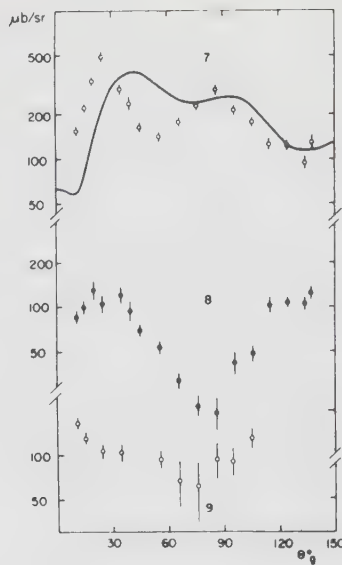


Fig. 22

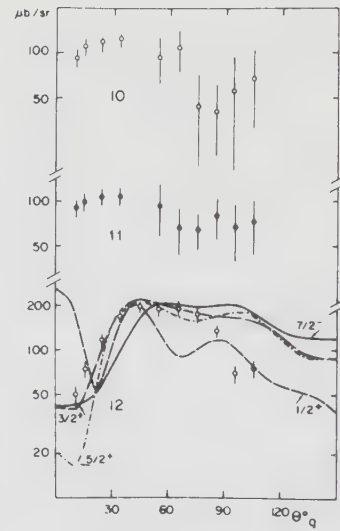


Fig. 23

Fig. 19 - 20 - 21 - 22 - 23.
Distributions angulaires des α des réactions $^{32}\text{S}(^3\text{He}, \alpha)^{31}\text{S}$.
Les courbes ont été calculées en utilisant les facteurs spectroscopiques : $C^2S_0 = 1,0$ $C^2S_1 = 1,8$ $C^2S_2 = 2,2$ $C^2S_3 = 0,13$

$$C^2S_4 = 0,9 \quad C^2S_6 = 1,2 \quad C^2S_7 = 1,1$$

Les distributions angulaires des niveaux excités ont été mesurées à 7,6 MeV.

sections efficaces sont plus faibles, n'ont pas été calculées.

Afin de tenter d'expliquer pourquoi certaines distributions angulaires sont bien reproduites par le calcul alors que d'autres le sont très mal, nous avons étudié l'influence de l'énergie incidente sur les sections efficaces.

c) - Influence de l'énergie incidente au voisinage de 8 MeV sur les sections efficaces des réactions ($^3\text{He}, \alpha$) :

La réaction $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, \alpha_0)^{27}\text{Si}$:

Les distributions angulaires de la réaction $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, \alpha_0)^{27}\text{Si}$ ont été calculées pour les énergies incidentes 7,0 MeV - 7,47 MeV - 7,60 MeV et 8,27 MeV pour lesquelles les distributions ont été mesurées (figure 14).

Si la réaction a lieu par un mécanisme de pick-up et si les approximations sont correctes, le calcul doit pouvoir rendre compte des variations de la distribution angulaire en fonction de l'énergie incidente.

La forme des distributions angulaires expérimentales varie légèrement au voisinage d'une forme moyenne qui est assez bien représentée par la distribution angulaire calculée. La valeur moyenne mesurée du facteur spectroscopique est $C^2S = 4,5$. La figure 24 permet de comparer les fonctions d'excitation, expérimentale et calculée, de la section efficace à $\theta_L = 20^\circ$. La section efficace expérimentale subit des fluctuations autour d'une moyenne qui est bien représentée par la section efficace calculée en admettant que le facteur spectroscopique est égal à 4,5. Elle présente un maximum net pour la valeur 7,47 MeV de l'énergie incidente. La largeur mesurée de ce maximum semble déterminée par l'épaisseur de la cible, comme nous le verrons plus loin. Pour les énergies incidentes 7,47 MeV et 7,6 MeV, les formes des distributions angulaires sont très voisines, mais les sections efficaces étant supérieures à 7,47 MeV, des mesures de facteur spectroscopique effectuées à l'aide de l'une ou l'autre de ces deux distributions différeraient de 40%.

Les réactions $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, \alpha_1)^{27}\text{Si}$ et $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, \alpha_2)^{27}\text{Si}$:

Les distributions angulaires des réactions aboutissant aux niveaux 0,78 MeV et 0,95 MeV du ^{27}Si ont été mesurées à 7,6 MeV, 8,0 MeV et 8,27 MeV.

Les distributions angulaires mesurées sont très sensibles à la valeur de l'énergie incidente et le calcul D.W.B.A. ne rend absolument pas compte de leurs variations.

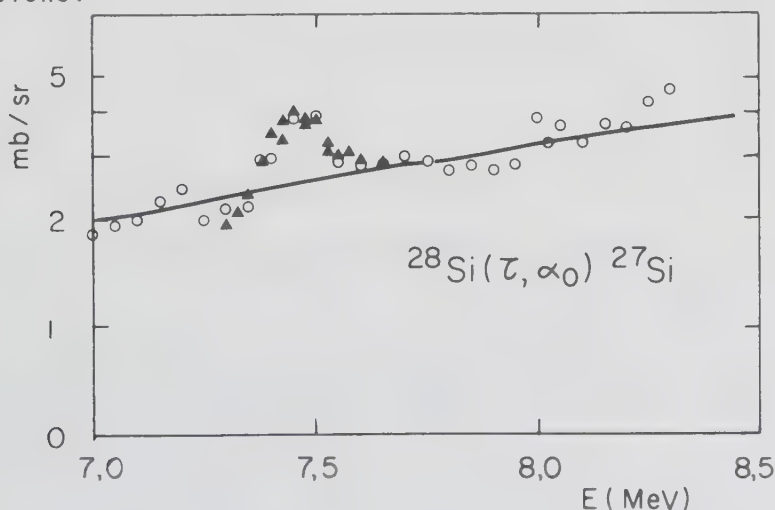


Fig. 24 - Fonction d'excitation de la réaction $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, \alpha_0)^{27}\text{Si}$ à 20° . Les triangles et les cercles sont des valeurs expérimentales mesurées à six mois d'intervalle. La courbe est calculée pour la valeur $C^2S = 4,5$ du facteur spectroscopique.

Les valeurs de facteur spectroscopique mesurées dans ces conditions sont évidemment très sujettes à caution; elles sont :

$$C^2S \approx 0,5 \text{ pour le niveau de } 0,78 \text{ MeV (figure 16)}$$

$$C^2S \approx 1,2 \text{ pour le niveau de } 0,95 \text{ MeV (figure 17)}$$

La réaction $^{32}\text{S}(^3\text{He}, \alpha_0)^{31}\text{S}$:

Les distributions angulaires de la réaction $^{32}\text{S}(^3\text{He}, \alpha_0)^{31}\text{S}$ ont été calculées pour les énergies incidentes 7,6 MeV - 7,4 MeV et 7,15 MeV. La comparaison des distributions calculées et expérimentales, reportée sur la figure 19, fait paraître un bon accord de phase; les distributions angulaires calculées présentent des maximums aux mêmes angles que les distributions expérimentales pour toutes les valeurs de l'énergie incidente, mais les variations de forme des distributions expérimentales ne sont pas très bien reproduites par le calcul. Le meilleur accord de valeur absolue est obtenu pour une valeur $C^2S = 1$ du facteur spectroscopique.

La fonction d'excitation de la réaction a été mesurée pour $\theta_L = 55^\circ$ de 5,2 MeV à 8,0 MeV. Elle subit des fluctuations qui ne sont pas prévues par le calcul (figure 25).

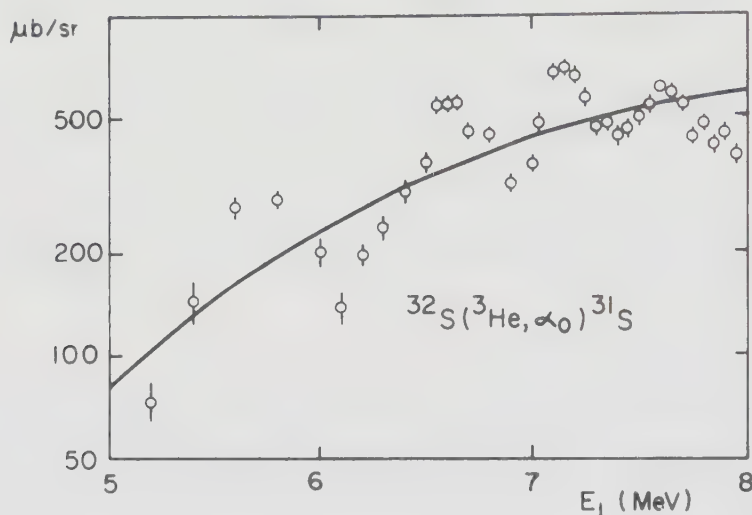


Fig. 25 - Fonction d'excitation de la réaction $^{32}\text{S}(^3\text{He}, \alpha_0)^{31}\text{S}$ à 55° . La courbe a été calculée pour la valeur $C^2S = 1,0$ du facteur spectroscopique.

4 - FLUCTUATIONS DE SECTION EFFICACE ET MECANISME DE REACTION :

L'étude de l'influence de l'énergie incidente sur la valeur des sections efficaces fait apparaître deux types de comportement :

1/ - Les formes des distributions angulaires des réactions peuplant les niveaux de 0,78 MeV et surtout de 0,95 MeV de ^{27}Si varient de façon très importante. Il en résulte que la forme de la distribution angulaire du niveau de 0,78 MeV qui est assez bien rendue par le calcul à 8,0 MeV l'est moins bien à 7,60 MeV et à 8,27 MeV; que la forme de la distribution angulaire du niveau de 0,95 MeV, qui est en accord avec le calcul à 8,27 MeV, ne l'est pas du tout à 7,6 MeV et à 8,0 MeV.

2/ - Les formes des distributions angulaires des réactions peuplant le niveau fondamental de ^{27}Si et de ^{31}S varient beaucoup moins. Les sections efficaces de ces réactions subissent pourtant des fluctuations qui ne peuvent être expliquées par le seul mécanisme de pick-up.

Etant données les variations considérables de la forme de certaines

distributions angulaires, il n'est pas étonnant que le calcul D.W.B.A. ne soit pas en bon accord avec toutes les distributions angulaires expérimentales à 7,6 MeV.

a) - Dans quels cas est-il possible de déterminer le facteur spectroscopique ?

Nous avons vu que des variations de l'énergie incidente font subir des fluctuations aux valeurs des sections efficaces. Ces fluctuations ont pour origine un mécanisme autre que le pick-up.

Supposons que l'amplitude de réaction puisse se décomposer en une somme de deux termes : une amplitude de pick-up et une amplitude d'un mécanisme moins direct, donnant naissance à des fluctuations :

$$A = A_{p.u.} + A_f$$

Si l'amplitude de pick-up est la plus grande, la section efficace, proportionnelle à A^2 , peut fluctuer entre deux valeurs proportionnelles à

$$(|A_{p.u.}| - |A_f|)^2 \quad \text{et} \quad (|A_{p.u.}| + |A_f|)^2$$

La section efficace moyenne est proportionnelle à :

$$|A_{p.u.}|^2 + |A_f|^2$$

Il en résulte que si, par exemple, le mécanisme responsable des fluctuations a une amplitude de réaction de l'ordre du cinquième de l'amplitude de pick-up, la contribution de ce mécanisme à la section efficace moyenne est négligeable (4% du total), alors que la fonction d'excitation peut subir des fluctuations d'un facteur deux.

Dans ce cas, malgré les fluctuations, les valeurs moyennes des sections efficaces permettent de déterminer la valeur du facteur spectroscopique.

b) - Origine des fluctuations :

Les fluctuations des fonctions d'excitation et les changements de forme des distributions angulaires ayant pour origine la contribution d'un mécanisme autre que le pick-up, il est naturel de penser d'abord au mécanisme du noyau composé, dont l'importance peut ne pas être négligeable à basse énergie et qui donne naissance, on le sait, à des fluctuations de section efficace.

L'énergie d'excitation des noyaux composés $^{31}\text{S}^*$ ou $^{35}\text{A}^*$ produits par l'interaction d' ^3He de 8 MeV avec ^{28}Si ou ^{32}S est de l'ordre de 19 à 20 MeV. La largeur moyenne $\bar{\Gamma}$ des niveaux du noyau composé est alors supérieure à leur espacement moyen. Dans ce cas, le modèle prévoit (40) que :

- Les fonctions d'excitation subissent des fluctuations. Les maxima sont distants en moyenne de $\bar{\Gamma}/0.55$ (41).

- Les distributions angulaires sont compliquées, asymétriques et dépendent beaucoup de l'énergie incidente.

Si les sections efficaces sont mesurées avec une mauvaise résolution en énergie (dispersion d'énergie très supérieure à $\bar{\Gamma}$), le modèle ne prévoit plus de fluctuations.

Pour une énergie d'excitation d'environ 19 MeV, la largeur moyenne des niveaux du noyau composé $^{31}\text{S}^*$ est de l'ordre de 35 KeV, celle de $^{35}\text{A}^*$ est de l'ordre de 25 KeV (42).

Les mesures des distributions angulaires de la réaction $^{31}\text{S}(^3\text{He}, \alpha)^{31}\text{S}$ ont été effectuées avec des cibles de Zn S dont l'épaisseur faisait perdre 60 à 150 KeV aux ^3He de 7,6 MeV. La fonction d'excitation de cette

réaction a été mesurée avec une cible de 125 KeV d'épaisseur. L'épaisseur de la cible étant largement supérieure à la largeur des niveaux du noyau composé, les fluctuations dues à la contribution éventuelle de ce mécanisme ne devraient pas être décelables sur la fonction d'excitation, ni sur les distributions angulaires. La fonction d'excitation de la réaction $^{32}\text{S}(^3\text{He},\alpha)^{31}\text{S}$ permet pourtant d'observer des fluctuations dont les maxima sont distants d'environ 450 KeV.

Les mesures des distributions angulaires de la réaction $^{28}\text{Si}(^3\text{He},\alpha)^{27}\text{Si}$ ont été effectuées avec des cibles d'épaisseur comprises entre 25 et 80 KeV. La cible utilisée pour la mesure de la fonction d'excitation avait une épaisseur de 60 KeV. Cette épaisseur n'est que légèrement supérieure à la largeur prévue des niveaux du noyau composé $^{31}\text{S}^*$ et l'interprétation des fluctuations observées n'est pas évidente.

Dans une publication récente, les fonctions d'excitation de 4 à 9 MeV, à 55° , 125° et 165° de la réaction $(^3\text{He},\alpha)$ peuplant le niveau fondamental, le premier et le second niveaux excités de ^{27}Si ont été mesurées, afin d'étudier le mécanisme du noyau composé (43).

Dans le cas du niveau fondamental, les fluctuations se superposent à une sorte de résonance, large de plusieurs MeV, comme en prévoit le modèle optique. Les fluctuations du premier et du second niveaux excités sont plus importantes et les valeurs minimum des sections efficaces sont nulles. Ce résultat semble confirmer ce que nous avons déjà observé : le pick-up est le mécanisme prépondérant pour la réaction peuplant le niveau fondamental; le mécanisme responsable des fluctuations est le plus important, du moins à 55° et vers l'arrière, pour les réactions peuplant les deux premiers niveaux excités. La largeur moyenne des niveaux du noyau composé déduite (43) des mesures de fluctuations est : $\bar{\Gamma} = 102 \pm 10$ KeV, c'est-à-dire deux à trois fois plus que ce que laisseraient prévoir les largeurs de niveaux obtenues au moyen des réactions (p,α) , (p,p') ou (p,γ) sur des noyaux voisins.

Les fluctuations observées sont donc plus larges que celles résultant du mécanisme du noyau composé, pour les réactions $(^3\text{He},\alpha)$ sur ^{28}Si et sur ^{32}S .

Plusieurs interprétations ont été proposées pour de telles résonances intermédiaires. FESCHBACK, KERMAN et LEMMER (44) supposent un mécanisme excitant une voie d'entrée du noyau composé. MOLDAUER a montré (45) que si, dans certaines voies du noyau composé, les particules sont très fortement absorbées, des résonances intermédiaires sont à prévoir. D'une façon générale, il est probable que des résonances intermédiaires sont associées à tout mécanisme de complexité intermédiaire entre celle d'un mécanisme de réaction directe et celle d'un mécanisme de noyau composé.

Les phénomènes observés pourraient être dûs à l'intervention d'un mécanisme en deux étapes : diffusion inélastique et pick-up. En effet, les deux premiers niveaux de ^{27}Si , qui sont très perturbés, sont généralement interprétés comme résultants du couplage d'un trou $1d\ 5/2$ avec un niveau collectif 2^+ .

L'analyse de l'ensemble de nos résultats expérimentaux indique que, pour une énergie incidente voisine de la barrière coulombienne, la réaction $(^3\text{He},\alpha)$ résulte de la compétition entre un mécanisme direct de pick-up et d'autres mécanismes plus complexes.

Cette compétition a pour effet :

- de permettre des réactions interdites au mécanisme de pick-up;
- de faire varier de façon importante la forme des distributions angulaires des réactions peuplant les niveaux ayant une faible composante 1 trou ;
- de superposer des fluctuations autour des valeurs moyennes définies par le mécanisme de pick-up aux réactions ayant une forte composante 1 trou.

Afin de vérifier ces conclusions, nous allons comparer nos résultats à ceux obtenus à plus haute énergie où au moyen d'autres réactions de pick-up sur les mêmes noyaux.

5 - COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS AU MOYEN DES REACTIONS DE PICK-UP SUR ^{28}Si ET ^{32}S :

a) - Les facteurs spectroscopiques publiés :

Le facteur spectroscopique étant défini à partir des fonctions d'onde du noyau cible et du noyau final, sa valeur est indépendante de la façon dont elle est mesurée. Elle devrait être la même qu'elle soit mesurée par une réaction de pick-up (p,d), (d,t) ou ($^3\text{He},\alpha$) et quelle que soit l'énergie de la particule incidente.

Les facteurs spectroscopiques de ^{27}Si ont été mesurés au moyen des réactions :

- (p,d) à 27,6 MeV (14); 30,5 MeV (15) et 33,6 MeV (16). - (d,t) à 21 MeV (17) .
- ($^3\text{He},\alpha$) à 10 MeV (19), 12 MeV (10), 15 MeV (11) et 20 MeV (12).
Ceux du noyau miroir ^{27}Al ont été mesurés au moyen de la réaction (d, ^3He) à 15 MeV (46), 16-20 MeV (47) et 34,4 MeV (48).

Les facteurs spectroscopiques des niveaux de ^{31}S ont été mesurés au moyen des réactions :

- (p,d) à 33,6 MeV (16) et 39,8 MeV (49)
- ($^3\text{He},\alpha$) à 12 MeV (50), 15 MeV (13) et 20 MeV (12)
Ceux des niveaux du noyau miroir ^{31}P ont été mesurés au moyen de la réaction (d, ^3He) à 12,8 MeV (51), 15 MeV (46), 23 MeV (52) et 52 MeV (53).

Les valeurs mesurées des facteurs spectroscopiques sont reportées sur les tableaux III et IV .

Les variations des valeurs mesurées du facteur spectroscopique peuvent indiquer que le mécanisme de pick-up n'est pas comme le suppose le calcul, le mécanisme prédominant de la réaction. Ces variations peuvent cependant avoir pour origine des erreurs dans la détermination de la valeur du facteur spectroscopique :

- d'une part, pour des mesures faites correctement, l'erreur sur la valeur absolue des sections efficaces peut dépasser 10% ;

- d'autre part, l'arbitraire dans le choix des paramètres D.W.B.A. conduit à des incertitudes sur la valeur du facteur spectroscopique.

b) - Analyses communes des distributions angulaires ($^3\text{He},\alpha$) obtenues entre 7 et 20 MeV d'énergie incidente :

Afin d'éliminer les variations dues aux différences d'analyses, les distributions angulaires des réactions $^{28}\text{Si}(\alpha,^3\text{He})^{27}\text{Si}$ et $^{32}\text{S}(\alpha,^3\text{He})^{31}\text{S}$ ont été calculées, pour les valeurs de l'énergie incidente où elles ont été mesurées, avec les mêmes paramètres que ceux utilisés pour le calcul des distributions angulaires à 7-8 MeV.

Les distributions angulaires calculées pour la réaction $^{28}\text{Si}(\alpha,^3\text{He})^{27}\text{Si}$ (figure 26) sont en bon accord avec les distributions expérimentales.

La valeur du facteur spectroscopique déduite de ces distributions angulaires est la même ($C^2S = 4,5$) pour les distributions à 12-15 et 20 MeV que pour les distributions à 7,0 - 8,27 MeV. La valeur déduite de la distribution à 10 MeV est plus faible ($C^2S = 2,8$). La constance, de la valeur déterminée du facteur spectroscopique indique que le mécanisme de pick-up est prépondérant. Elle ne lève pas l'incertitude, liée à l'arbitraire du choix des paramètres de l'analyse.

Les distributions angulaires calculées pour la réaction $^{28}\text{Si}(\alpha,^3\text{He})^{27}\text{Si}$ reproduisent moins bien les distributions expérimentales (figure 27), celles-ci subissant, pour des angles inférieurs à 60° , une oscillation de plus que n'en prévoit le calcul.

Un facteur spectroscopique de l'ordre de 0,4 ou 0,5 semble le mieux rendre compte de la valeur absolue des sections efficaces.

Niveau de ^{27}Si		$(^3\text{He}, \alpha)$					(p, d)			(d, t)	$(d, ^3\text{He})$		niveau de ^{27}Al	
Energie	Spin	7,6	10	12	15	20	27,6	30,5	33,6	21	34,4	16,1	Energie	Spin
0	5/2+	4,5	2	3	2,99	4,1	2,14 2,64	4,2 5,3	3,45	4	3,76	2,65	0	5/2+
0,78	1/2+	0,5	0,7	0,33	0,42	0,54	0,65 0,96		0,64	0,78	0,49	0,67	0,84	1/2+
0,95	3/2+	(1,2)	0,37	0,37	0,38	0,58	0,37		0,34		0,56	0,64	1,01	3/2+
2,65	5/2+	(2)	0,72	0,72	0,78		0,23		0,47		0,61	0,64	2,73	5/2+
Références		9	10	11	12		14	15	16	17	47	48		

- TABLEAU III -

Valeurs expérimentales publiées des facteurs
spectroscopiques de ^{27}Si et ^{27}Al

niveaux de ^{31}S		$(^3\text{He}, \alpha)$			(p, d)		$(d, ^3\text{He})$			$(^3\text{He}, d)$	Niveaux de ^{31}P	
Energie	Spin	7,6	15	20	33,6	39,8	15	23,4	52	7,0 8,0	Energie	Spin
0	1/2+	1,0	0,9		1,07	0,89	0,86	0,78	1,10	1,2 1,06	0	1/2+
1,24	3/2+	1,8	1,1	1,5	0,94	1,31	(0,62)	0,83	0,68		1,27	3/2+
2,25	5/2+	2,2	2,9	3,7	2,77	2,4	(1,5)	2,0	1,52		2,23	5/2+
3,09	1/2+	0,13									3,13	1/2+
3,30	5/2+	0,9	0,8		0,73				0,53		3,29	5/2+
3,44	3/2+	(1,2)									3,50	3/2+
4,08	5/2+	(1,1)	1,1		0,86						4,19	5/2+
4,72	1/2+	(0,2)			0,07							
	3/2+	(1,2)										
	5/2+	(0,8)							0,23		4,78	5/2+
	7/2-	(1)										
Références		13	12		16	49	54	52	53	55 56		

- TABLEAU IV -

Valeurs expérimentales publiées des facteurs
spectroscopiques de ^{31}S et ^{31}P

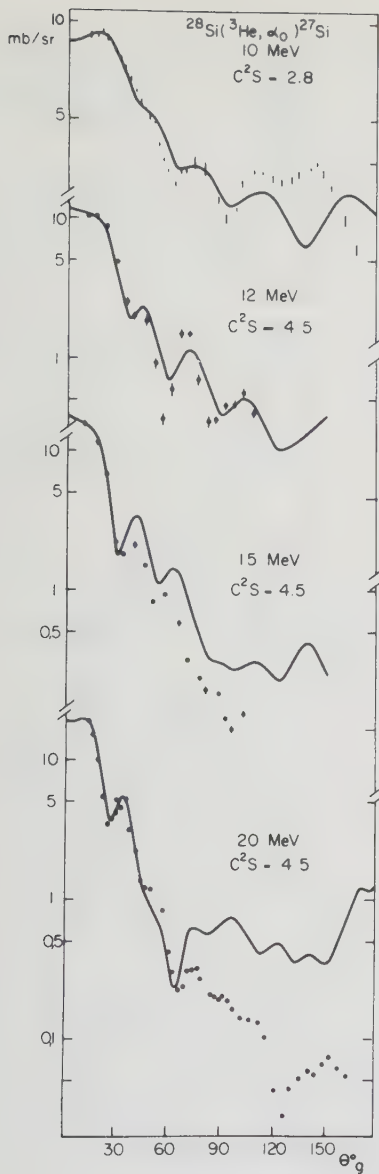


Fig. 26 - $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, \alpha_0)^{27}\text{Si}$

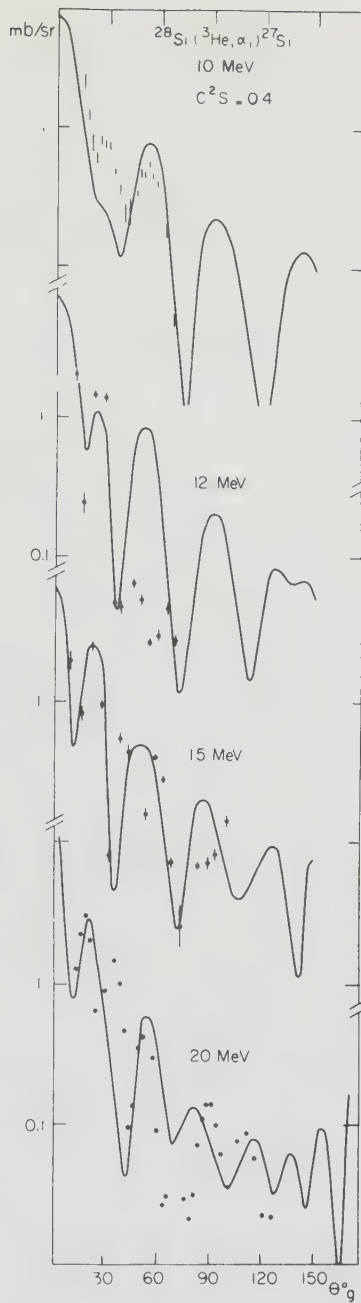


Fig. 27 - $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, \alpha_1)^{27}\text{Si}$

Analyse commune des distributions angulaires α
à différentes énergies.

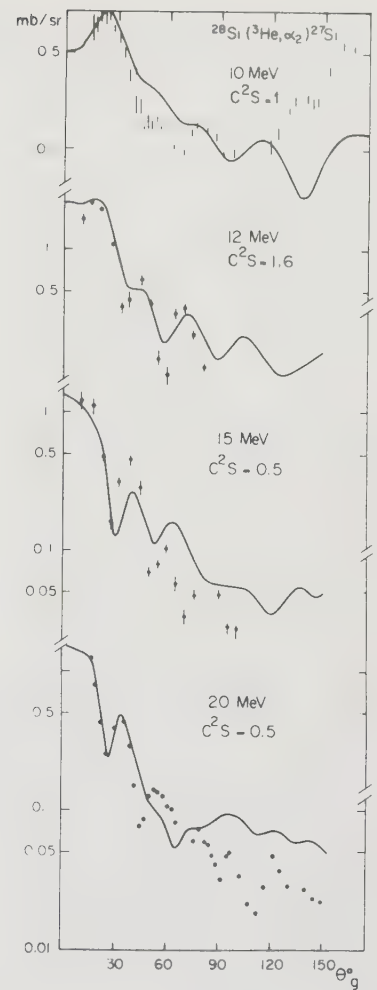


Fig. 28 - $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, \alpha_2)^{27}\text{Si}$

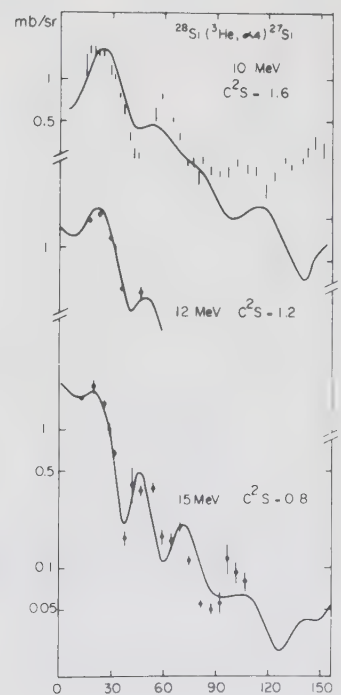


Fig. 29 - $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, \alpha_4)^{27}\text{Si}$

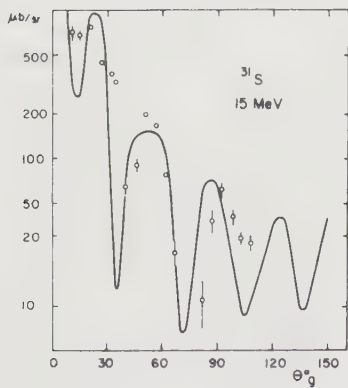


Fig. 30 - $^{32}\text{S}(^3\text{He}, \alpha_0)^{31}\text{S}$;

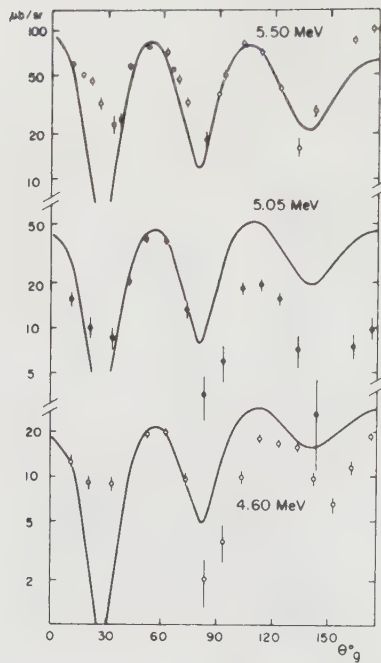


Fig. 31. - $^{32}\text{S}(^3\text{He}, \alpha_0)^{31}\text{S}$;

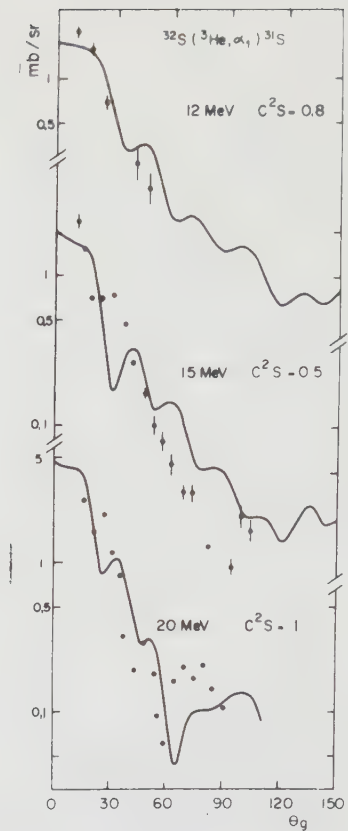


Fig. 32 - $^{32}\text{S}(^3\text{He}, \alpha_1)^{31}\text{S}$

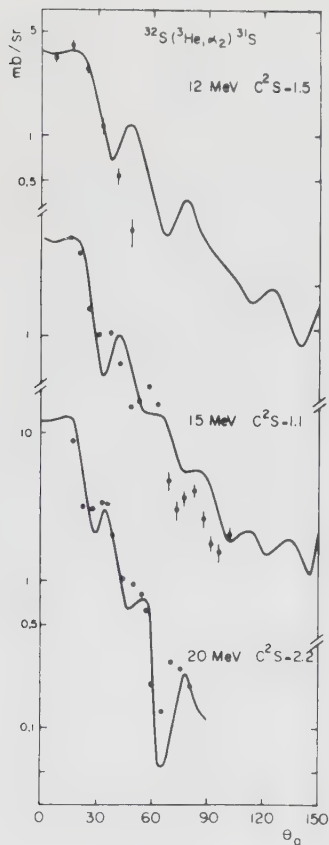


Fig. 33 - $^{32}\text{S}(^3\text{He}, \alpha_2)^{31}\text{S}$

Analyse commune des distributions angulaires α
à différentes énergies.

Les distributions angulaires calculées pour les réactions peuplant le second et le quatrième niveau de ^{27}Si sont en assez bon accord avec les formes des distributions expérimentales (figures 28-29), mais le facteur spectroscopique déduit dépend de l'énergie incidente.

Les distributions angulaires calculées pour la réaction $^{32}\text{S}(^3\text{He},\alpha)^{31}\text{S}$ reproduisent assez bien les formes des distributions expérimentales pour le niveau fondamental à 4.60 MeV, 5.05 MeV, 5.50 MeV (57) (figure 30) et à 15 MeV (figure 31) et pour le second niveau excité à 12 MeV, 15 MeV et 20 MeV (figure 33). L'accord est un peu moins bon pour le premier niveau excité (figure 32).

Les valeurs des facteurs spectroscopiques déterminées au cours de cette analyse sont reportées sur les tableaux V et VI.

Niveau	J^π	7,0-8,27 MeV	10 MeV	12 MeV	15 MeV	20 MeV
0	$5/2^+$	4,5	2,8	4,5	4,5	4,5
0,78 MeV	$1/2^+$	0,4 - 0,5	0,4	0,4	0,4	0,4
0,95 MeV	$3/2^+$	(1,2)	1	1,6	0,5	0,5
2,65 MeV	$5/2^+$	(2)	1,6	1,2	0,8	

TABLEAU V

Facteurs spectroscopiques mesurés au moyen de la réaction $^{28}\text{Si}(^3\text{He},\alpha)^{27}\text{Si}$

Niveau	J^π	7-8 MeV	12 MeV	15 MeV	20 MeV
0	$1/2^+$	1		0,5	
1,24 MeV	$3/2^+$	1,8	(0,8)	0,5	1
2,25 MeV	$5/2^+$	2,2	(1,5)	1,1	2,2

TABLEAU VI

Facteurs spectroscopiques mesurés au moyen de la réaction $^{32}\text{S}(^3\text{He},\alpha)^{31}\text{S}$

c) - Sections efficaces des réactions peuplant les niveaux $7/2^+$:

Le niveau atteint avec la plus grande section efficace par la réaction $^{32}\text{S}(^3\text{He},\alpha)^{31}\text{S}$ à 7,6 MeV est le niveau $5/2^+$ de 2,24 MeV. La section efficace intégrée du niveau $7/2^+$ de 3,36 MeV est égale aux 4/10 de celle du niveau de 2,24 MeV.

De même pour la réaction $^{28}\text{Si}(^3\text{He},\alpha)^{27}\text{Si}$, la section efficace

intégrée du niveau $7/2^+$ de 2,17 MeV est égale aux 4/10 de la section efficace la plus grande, celle du niveau fondamental $5/2^+$.

D'après ce que nous avons vu, le mécanisme de pick-up semble être le mécanisme prédominant pour la réaction $^{28}\text{Si}(^3\text{He}, \alpha_0)^{27}\text{Si}$. Le niveau $7/2^+$ de 2,17 MeV est probablement peuplé par une réaction moins directe. Ce niveau est bien séparé, sa distribution angulaire a été mesurée à 10, 12 et 15 MeV. Le rapport des sections efficaces des réactions peuplant les deux niveaux (tableau VII) est donc, pour chaque énergie incidente, une indication de la valeur de la réaction $(^3\text{He}, \alpha)$ en tant qu'outil pour la détermination des facteurs spectroscopiques. La valeur du maximum de la section efficace différentielle de la réaction peuplant le niveau fondamental est une fonction croissante de l'énergie. Celle de la réaction peuplant le niveau de 2,17 MeV est à peu près constante. Le rapport de ces sections efficaces passe de 10 à 50 quand l'énergie incidente passe de 7,6 MeV à 15 MeV. Le niveau de 2,17 MeV est, d'autre part, à peine décelé dans la réaction $^{28}\text{Si}(p, d)^{27}\text{Si}$ à 27,6 MeV (14) et à 33,6 MeV (16). Ceci est à rapprocher du résultat obtenu par pick-up de neutron sur le noyau cible ^{26}Mg (58) possédant le même nombre de neutrons que ^{28}Si .

Le niveau $7/2^+$ de 1,61 MeV de ^{25}Mg est peuplé de façon bien plus importante par la réaction $(^3\text{He}, \alpha)$ à 33 MeV que par la réaction (d, t) à 21,5 MeV. La différence ne semble pas s'expliquer par le seul fait que la réaction $(^3\text{He}, \alpha)$ favorise le transfert de grands moments angulaires. La réaction est attribuée par les auteurs à la somme d'un processus direct (qui suppose que la sous-couche g $7/2$ est peuplée dans ^{26}Mg) et d'un processus multiple.

	7,6 MeV	10 MeV	12 MeV	15 MeV
$\sigma_{\text{max.}}(\text{fondamental})$ (mb/sr)	3	4	10	16
$\sigma_{\text{max.}}(2,17 \text{ MeV})$ (mb/sr)	0,3	0,3	0,3	0,3
Rapport	10	13,3	33	53

TABLEAU VII

Importance relative des réactions peuplant le niveau fondamental et celui de 2,17 MeV de ^{27}Si .

La contribution relative du mécanisme de pick-up étant une fonction croissante de l'énergie incidente, il est possible que les facteurs spectroscopiques faibles, dont la valeur déterminée à basse énergie est erronée, soient néanmoins mesurables au moyen de la réaction $(^3\text{He}, \alpha)$ à plus haute énergie. Il faut noter cependant que, même à plus haute énergie ainsi que l'a montré une étude sur la réaction inverse $(\alpha, ^3\text{He})$ à 44 MeV (67), les facteurs spectroscopiques ne sont pas déterminés sans ambiguïté.

6 - VALEURS EXPERIMENTALES DES FACTEURS SPECTROSCOPIQUES. COMPARAISON AVEC LES PREVISIONS DES MODELES :

La contribution de mécanismes de réaction autres que le pick-up direct introduit des variations dans les valeurs des facteurs spectroscopiques mesurés au moyen de la réaction $(^3\text{He}, \alpha)$. Les variations de l'importance relative de la section efficace de la réaction peuplant le niveau $7/2^+$ de ^{27}Si indi-

quent que le mécanisme direct tend à devenir prédominant quand l'énergie incidente augmente. La valeur mesurée du facteur spectroscopique doit donc être plus proche de la valeur exacte, quand l'énergie augmente. La valeur ainsi déterminée du facteur spectroscopique est comparée sur le tableau IX, à la moyenne des valeurs déterminées au moyen des autres réactions de pick-up et aux prévisions des modèles. Les valeurs déterminées au moyen de la réaction ($^3\text{He}, \alpha$) sont en accord avec la moyenne des autres valeurs expérimentales.

Niveau de ^{27}Si	($^3\text{He}, \alpha$)	(Autres réactions)	Modèle en couches (18)	Modèle à potentiel déformé	Couplage faible
0 0 $5/2^+$	4,5	3,6	3,85	2	4
1 0,78 $1/2^+$	0,4	0,65	0,85	}	$\Sigma \leq 0,15$
2 0,95 $3/2^+$	0,5	0,5			
4 2,65 $5/2^+$	$\leq 0,8$	0,5	0,52		1

Niveau de ^{31}S	($^3\text{He}, \alpha$)	(Autres réactions)	Modèle en couches (19)	Modèle à potentiel déformé ($\eta = -4$)
0 0 $1/2^+$	<u>1</u>	1	1,06	} $\Sigma = 2$ (0,5) (0,5) (1)
1 1,24 $3/2^+$	<u>1</u>	0,95	0,83	
2 2,25 $5/2^+$	<u>2,2</u>	2,15	2,26	
3 3,09 $1/2^+$	(0,13)		0,01	
4 3,30 $5/2^+$	0,85	0,6	0,01	
6 3,44 $3/2^+$	(<1,2)		0,005	
7 4,08 $5/2^+$	1,1	0,7		

Si les noyaux ^{27}Si et ^{31}S sont décrits par un modèle à une particule dans un puits déformé, le niveau fondamental de ^{27}Si est considéré comme le niveau intrinsèque d'une bande $K=5/2$, son facteur spectroscopique est égal à 2. Le niveau fondamental et les deux premiers niveaux excités de ^{31}S sont considérés comme les premiers niveaux d'une bande de rotation $K=1/2$, la somme de leurs facteurs spectroscopiques est égale à 2.

Les prévisions du modèle sont donc environ deux fois trop faibles tant pour le niveau fondamental de ^{27}Si que pour la somme des deux premiers niveaux excités et du fondamental de ^{31}S .

Ces résultats confirment que le modèle à une particule dans un puits déformé est un modèle trop simple pour permettre d'interpréter les propriétés des noyaux $A=27$ et $A=31$. (59-60).

Le modèle de couplage faible a été utilisé pour décrire les pre-

miers niveaux de ^{27}Al . Dans ce modèle, les fonctions d'onde des premiers niveaux se développent sous la forme :

$$\psi_{5/2} = A |0, (5/2)^{-1}; 5/2\rangle + \sqrt{1-A^2} |2, (5/2)^{-1}; 5/2\rangle$$

$$\psi_{1/2} = B |2, (5/2)^{-1}; 1/2\rangle + \sqrt{1-B^2} |0, (1/2)^{-1}; 1/2\rangle$$

$$\psi_{3/2} = C |2, (5/2)^{-1}; 3/2\rangle + \sqrt{1-C^2} |0, (3/2)^{-1}; 3/2\rangle$$

$$\psi_{7/2} = |2, (5/2)^{-1}; 7/2\rangle$$

$$\psi'_{5/2} = A |2, (5/2)^{-1}; 5/2\rangle - \sqrt{1-A^2} |0, (5/2)^{-1}; 5/2\rangle$$

$$\psi'_{3/2} = C |0, (3/2)^{-1}; 3/2\rangle - \sqrt{1-C^2} |2, (5/2)^{-1}; 3/2\rangle$$

$$\psi_{9/2} = |2, (5/2)^{-1}; 9/2\rangle$$

ou $|0, J^{-1}; J\rangle$ et $|2, (5/2)^{-1}; J\rangle$ sont les états de base de spin J résultant du couplage d'un trou dans la sous-couche J avec l'état fondamental de ^{28}Si et d'un trou dans la sous-couche $5/2$ avec le premier état excité 2^+ de ^{28}Si .

Un tel développement suppose, pour que les états de base soient orthogonaux, que le niveau 2^+ de ^{28}Si est suffisamment collectif, c'est-à-dire que la contribution d'excitation une particule-un trou y est négligeable.

Les valeurs des coefficients du développement qui permettent de rendre compte des sections efficaces de diffusion inélastique et des probabilités de transition $E2$ et $M1$ sont ((61-62-63-64)) :

$$A^2 \approx 0,8 \qquad B^2 \approx 1 \qquad C^2 \approx 0,85$$

Les valeurs prévues par le modèle des facteurs spectroscopiques du niveau fondamental et des deux premiers et du quatrième niveaux excités sont :

$$S_0 = A^2 \bar{n}_{5/2}, \quad S_1 = (1-B^2) \bar{n}_{1/2}, \quad S_2 = (1-C^2) \bar{n}_{3/2}, \quad S_4 = (1-A^2) \bar{n}_{5/2}$$

ou $\bar{n}_{5/2}$, $\bar{n}_{1/2}$ et $\bar{n}_{3/2}$ sont les nombres moyens de neutrons de ^{28}Si dans les sous-couches $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$ et $1d_{3/2}$.

Les valeurs expérimentales de S_0 et S_4 (tableau VIII) permettent de déterminer les valeurs de $\bar{n}_{5/2}$ et A^2 :

$$\bar{n}_{5/2} = S_0 + S_4 \sim 4,7 \qquad A^2 = \frac{S_0}{S_0 + S_4} \sim 0,87$$

Cette valeur de A^2 est, dans les limites de précision des mesures, en accord avec les valeurs déterminées par les mesures de diffusion inélastique sur ^{27}Al .

Le nombre total de neutrons de ^{27}Si , dans la sous-couche $2s_{1d}$ étant égal à 6, les facteurs spectroscopiques des deux premiers niveaux excités

obéissent à la relation :

$$\frac{S_1}{1 - B^2} + \frac{S_2}{1 - C^2} = \bar{n}_{1/2} + \bar{n}_{3/2} = 6 - \bar{n}_{5/2} \sim 1,3$$

Les valeurs expérimentales de S_1 et S_2 conduisent alors à des valeurs de B^2 et C^2 inférieures à 0,4 . Ces valeurs sont bien plus petites que celles obtenues au moyen des mesures de diffusion inélastique sur ^{27}Al , ce qui pourrait impliquer que l'excitation une particule-un trou n'est pas, comme le suppose le modèle du couplage faible - négligeable dans l'excitation du niveau 2^+ de ^{28}Si .

WILDENTHAL, Mc. GRORY, HALBERT et GLAUDEMANS (65) ont calculé les fonctions d'onde des niveaux des noyaux $20 \leq A \leq 28$ dans le cadre du modèle en couche avec mélange de configuration, en limitant les mélanges aux sous-couches $1d\ 5/2$ et $2s\ 1/2$.

Les mêmes auteurs (66) ont calculé les fonctions d'onde des niveaux des noyaux $30 \leq A \leq 33$ en limitant les mélanges des configurations à la couche $2s-1d$, le nombre maximum de trous dans la sous-couche $1d\ 5/2$ étant égal à 2 .

Les valeurs expérimentales des facteurs spectroscopiques sont en accord satisfaisant avec ces calculs, les désaccords pour le niveau de 0,95 MeV de ^{27}Si et celui de 3,30 MeV de ^{31}S pouvant avoir pour origine la limitation de l'espace de configuration.

C O N C L U S I O N

Nous avons présenté le résultat de mesures de sections efficaces des réactions $^{28}\text{Si}(^3\text{He},\alpha)^{27}\text{Si}$ et $^{32}\text{S}(^3\text{He},\alpha)^{31}\text{S}$. Le but recherché était en premier lieu de déterminer si les facteurs spectroscopiques peuvent être mesurés au moyen de la réaction $(^3\text{He},\alpha)$ à une énergie voisine de la barrière coulombienne, en second lieu de préciser la valeur des facteurs spectroscopiques des niveaux de ^{27}Si et ^{31}S .

De l'analyse comparée de nos résultats expérimentaux et de ceux obtenus à plus haute énergie, il est possible de conclure que :

1/ - Dans une réaction $(^3\text{He},\alpha)$ vers 8 MeV d'énergie incidente, il y a compétition entre le pick-up direct et d'autres mécanismes de réaction. Il en résulte que :

- a- Les niveaux $7/2^+$ de 2,17 MeV de ^{27}Si et 3,36 MeV de ^{31}S , interdits pour le mécanisme de pick-up direct sont peuplés avec des sections efficaces relativement grandes.
- b- Une réaction peuplant un niveau dont la fonction d'onde contient une faible contribution d'état à un trou, comme par exemple le niveau de 0,95 MeV de ^{27}Si , possède une distribution angulaire dont la forme est très sensible à la valeur de l'énergie incidente.
- c- Les sections efficaces d'une réaction peuplant un niveau dont la fonction d'onde contient une grande contribution d'état à un trou fluctuent en fonction de l'énergie incidente autour des valeurs calculées pour le mécanisme de pick-up. Il est donc possible de déterminer la valeur du facteur spectroscopique de ce niveau, mais l'analyse d'une distribution angulaire obtenue pour une valeur précise de l'énergie incidente est insuffisante et peut conduire à une valeur erronée. A défaut de calculs faisant intervenir les mécanismes plus complexes, le facteur spectroscopique peut être déterminé en analysant la distribution angulaire autour de laquelle fluctue la distribution expérimentale.

2/ - Dans la mesure où le mécanisme de pick-up tend à devenir prépondérant à grande énergie, il est possible, même pour les niveaux dont la fonction d'onde ne contient qu'une faible contribution d'état à un trou, de déduire les facteurs spectroscopiques de l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus au moyen de la réaction $(^3\text{He},\alpha)$. Les valeurs ainsi déterminées sont en accord avec la moyenne des valeurs obtenues au moyen des autres réactions de pick-up.

Ces valeurs expérimentales sont en accord satisfaisant avec les valeurs calculées dans le cadre du modèle en couche avec interaction résiduelle. Elles sont, par contre, en contradiction avec les valeurs prévues par le modèle de couplage faible ou le modèle à une particule dans un potentiel déformé.

REFERENCES

- 1 - J.D. ANDERSON, C. WONG et J.W. Mc CLURE
Nuclear Physics 36 (1962) 161
- 2 - S. HINDS et R. MIDDLETON
Proc. Phys. Soc. 73 (1959) 727
- 3 - S. HINDS et R. MIDDLETON
Proc. Phys. Soc. 75 (1960) 444
- 4 - J.J. WESOLOWSKI, J.D. ANDERSON, L.F. HANSEN, C. WONG, J.W. Mc CLURE
Nuclear Physics 71 (1965) 586
- 5 - J.W. NELSON, E.B. CARTER, G.E. MITCHELL, R.H. DAVIS
Physical Review 129 (1963) 1723
- 6 - C.D. KAVALOWSKI, G. BASSANI et N.M. HINTZ
Phys. Rev. 132 (1963) 813
- 7 - G. ROTBARD, J. KALIFA, G. RONSIN et M. VERGNES
Journal de Physique 28 (1967) 637
- 8 - F. AJZENBERG-SELOVE et J.L. WIZA
Phys. Rev. 143 (1966) 853
- 9 - B.H. WILDENTHAL et P.W.M. GLAUDEMANS
Nuclear Physics A 92 (1967) 353
- 10 - K.H. BRAY et J. NURZYNSKI
Nuclear Physics A 130 (1969) 41
- 11 - L.H. SWENSON, R.W. ZURMÜHLE et C.M. FOU
Nuclear Physics A 90 (1967) 232
- 12 - H. KATTENBORN
Thèse , Heidelberg 1968
- 13 - C.M. FOU et R.W. ZURMÜHLE
Phys. Rev. 151 (1966) 927
- 14 - G.D. JONES, R.R. JOHNSON et R.J. GRIFFITHS
Nuclear Physics A 107 (1968) 659
- 15 - N.S. CHANT et J.M. NELSON
Nuclear Physics A 117 (1968) 385
- 16 - R.L. KOZUB
Phys. Rev. 172 (1968) 1078
- 17 - M.C. MERMAZ, G.E. HOLLAND, C.A. WHITTEN et D.A. BROMLEY
Conférence de Tokio (1968) c.r. 293
- 18 - P. BRETONNEAU, M. DUMAIL et P. KERZREHO
Journal de Physique 26 (1965) 35 A
- 19 - C. MILEIKOWSKY - Arkiv för Fysik 4 (1951) 337; 7(1953) 33, 57
- 20 - J. KALIFA - Thèse à soutenir prochainement
- 21 - W.A. WENZEL -
Annual Review of Nuclear Science 14(1964) 205
- 22 - G. CHARPAK, J. FAVIER, L. MASSONNET
Nuclear Instrument and Method 24(1963) 501
- 23 - Voir, par exemple ROSSI
High Energy Particles (Prentice Hall)
- 24 - Voir par exemple A. MESSIAH
Mécanique quantique. Dunod, Paris - Chapitre 19

- 25 - R. AARON, R.D. AMADO et B.W. LEE
Physical Review 121 (1961) 319
- 26 - L.D. FADEEV
Zh. Eksp. i Teor. Fyz. 39 (1960) 145 - J.E.T.P. 12 (1961) 1014
- 27 - LOVELACE - Physical Review 135B (1964) 1225
- 28 - L.B. DODD et K.R. GREIDER
Physical Review 146 (1966) 675
- 29 - S.K. PENNY et G.R. SATCHLER
Nuclear Physics 53 (1964) 145
- 30 - P.J. IANO et N. AUSTERN
Physical Review 151 (1966) 853
- 31 - B. KOZLOWSKY et A. DE SHALIT
Nuclear Physics 77 (1966) 215
- 32 - R.J. ASCUITTO et N.K. GLENDENNING
- 33 - W.T. PINKSTON et G.R. SATCHLER
Nuclear Physics 72 (1965) 641
- 34 - P.M. ENDT, C. VAN DER LEUN
Nuclear Physics A 105 (1967) 1
- 35 - LEWIS, ROBERSON, TILLEY
B.A.P.S. 11 (1966) 833
- 36 - C.E. MOSS
B.A.P.S. II, 11 (1966) 737
- 37 - R.H. BASSEL, R.M. DRISKO
Proc. Symp. on direct reactions with ^3He - Sept. 1967 - Tokio
(I.P.C.R. Cyclotron Progress Report, supplément 1, p. 13)
- 38 - E.F. GIBSON, B.W. RIDLEY, J.L. KRAUSHAAR, M.E. RICKEY et R.H. BASSEL
Physical Review 155 (1964) 1194
- 39 - G. RONSIN, M. VERGNES, G. ROTBARD et J. KALIFA
Nuclear Physics A 123 (1969) 337
- 40 - T. ERICSON
Advance in Physics 9(1960) 425
- 41 - D.M. BRINK et R.O. STEPHEN
Physics Letters 5 (1963) 77
- 42 - T. ERICSON et T. MAYER-KUCK
Annual Review of Nuclear Science 16 (1966) 183
- 43 - C.M. DA SILVA, J.O. NEWTON, J.C. LISLE et M.F. DA SILVA
Nuclear Physics A 132 (1969) 9
- 44 - H. FESCHBACK, A.K. KERMAN et R.H. LEMMER
Annals of Physics 41 (1967) 230
- 45 - MOLDAUER
Physical Review Letters 18 (1967) 249
- 46 - B. CUJEC
Physical Review 128 (1962) 2303
- 47 - H.E. GOVE, K.H. PURSER, J.J. SCHWARTZ, W.P. ALFORD et D. CLINE
Nuclear Physics A 116 (1968) 369
- 48 - B.H. WILDENTHAL et E. NEWMAN
Physical Review 167 (1968) 1027
- 49 - Résultats de la référence (6) analysés par M. VERGNES
- 50 - A. GRAUE
Physica Norvegica 2 (1966) 7

- 51 - A. BUDZANOWSKI, F. PELLEGRINI et S. VIKTOR
Nuclear Physics 53 (1963) 219
- 52 - R.C. BEARSE, D.H. YOUNGBLOOD et J.L. YNTEMA
Physical Review 167 (1968) 1043
- 53 - G. Th. KASCHL, G. MAIRLE, U. SCHMIDT-ROHR, G. WAGNER et P. TUREK
Nuclear Physics A 136 (1969) 286
- 54 - Résultats de la référence {46} analysés par M. VERGNES
- 55 - A. GRAUE, L. HERLAND, J.R. LIEN et E.R. COSMAN
Nuclear Physics A 120 (1968) 513
- 56 - J. KALIFA, M. VERGNES, G. RONSIN et G. ROTBARD
(Résultat non publié)
- 57 - I. FILOSOFO, Z. KONIECZNY et F. PELLEGRINI
Nuclear Physics 58 (1964) 522
- 58 - D. DEHNARD et J.L. YNTEMA
Physical Review 160 (1967) 964 - 155 (1967) 1261 - 163 (1967) 1198
- 59 - G.R. BISHOP, A. BOTTINO et R.M. LOMBARD
Physics Letters 15 (1965) 323
- 60 - K.G. BHATT -
Nuclear Physics 39 (1962) 375
- 61 - V.K. THANKAPPAN
Physical Review 141 (1965) 957
- 62 - G.M. CRAWLEY et G.T. GARVEY
Physical Review 167 (1968) 1070
- 63 - R.M. LOMBARD et G.R. BISHOP
Nuclear Physics A 101 (1967) 625
- 64 - D. EVERS, J. HERTEL, T.W. RETZ-SCHMIDT et S.J. SKORKA
Nuclear Physics A 91 (1967) 472
- 65 - D.H. WILDENTHAL, J.B. Mc GRORY, E.C. HALBERT et P.W.M. GLAUDEMANS
Physics Letters 26 B (1967) 692
- 66 - D.H. WILDENTHAL, J.B. Mc GRORY, E.C. HALBERT et P.W.M. GLAUDEMANS
Physics Letters 27 B (1968) 611
- 67 - P. ROUSSEL - Thèse - Orsay (1968)

T A B L E D E S M A T I E R E S

INTRODUCTION	1
I - LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL	2
1 - DESCRIPTION	2
a) - Le faisceau	2
b) - La chambre à réaction	2
c) - L'analyseur magnétique	3
d) - Choix du détecteur	4
e) - La jonction à localisation	5
f) - Le dispositif électronique	6
g) - Les cibles	7
2 - MESURES DES SECTIONS EFFICACES	7
3 - RESOLUTION EN ENERGIE	9
II - CALCUL DES SECTIONS EFFICACES DE PICK-UP DANS LA D.W.B.A.	12
1 - EXPRESSION DES SECTIONS EFFICACES	12
2 - LIMITES DE VALIDITE DES APPROXIMATIONS UTILISEES DANS LE CALCUL	17
III - RESULTATS EXPERIMENTAUX	19
1 - ENERGIES DES NIVEAUX DE ^{27}Si ET DE ^{31}S	20
2 - SELECTIVITE DE LA REACTION	20
3 - COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX AVEC LES PREVISIONS DE LA D.W.B.A.	21
a) - Choix des paramètres	21
b) - Analyse des distributions angulaires à 7,6 MeV	24
c) - Influence de l'énergie incidente au voisinage de 8 MeV sur les sections efficaces des réactions ($^3\text{He}, \alpha$)	25
4 - FLUCTUATIONS DE SECTION EFFICACE ET MECANISME DE REACTION	26
a) - Dans quels cas est-il possible de déterminer le facteur spectroscopique?	27
b) - Origine des fluctuations	27

5 - COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS AU MOYEN DES REACTIONS DE PICK-UP SUR ^{28}Si ET ^{32}S	29
a) - Les facteurs spectroscopiques publiés	29
b) - Analyses communes des distributions angulaires ($^3\text{He}, \alpha$) obtenues entre 7 et 20 MeV d'énergie incidente	29
c) - Sections efficaces des réactions peuplant les niveaux $7/2^+$	30
6 - VALEURS EXPERIMENTALES DES FACTEURS SPECTROSCOPIQUES. COMPARAISON AVEC LES PREVISIONS DES MODELES	31
CONCLUSION	36
REFERENCES	

